PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1920. Redaktionsschluß für No. 3 am 31. Januar 1920. 21. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Barkhausen u. K. Kurz, Die kürzesten, mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen. S. 1.

L. Vegard, Die Verbreiterung von Spektrallinien im Röntgengebiet. S. 6.

K. Mack, Über Weltbeben und lange Wellen. S. 7.

H. Kayser, Zwei akustische Vorlesungsversuche. S. 11.

W. E. Pauli, Über eine neue Entladungsröhre, die den Austritt aller in der Röhre entstehenden Strahlen in die atmosphärische Luft gestattet. S. 11.

J. Schleier, Gilt das Poiseuillesche Gesetz auch für ein System zusammengesetzter Röhren? S. 14.

P. H. v. Cittert u. H. C. Burger, Einfluß der Temperatur auf Stellung und Intensität der Stufengitterlinien. S. 16.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

R. Ruer, Metallographie. (Fortsetzung.) S. 16.

Besprechungen:

B. Kröger, Grimsehls physikalische Schülerübungen. S. 23.

Personalien. S. 24.

Angebote. S. 24.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die kürzesten, mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen.

Von H. Barkhausen und K. Kurz.

(Mitteilungen aus den Laboratorien der Torpedo-Inspektion.)

A. Physikalische Grundlagen.

1. Die Entdeckung der Wellen.

Legt man an das Gitter einer Sender- oder Verstärkerröhre (Fig. 1) eine hohe positive Spannung, an die Anode dagegen eine geringe negative Spannung, so fliegen alle aus der

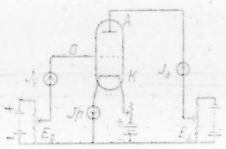


Fig. 1.

Glühkathode heraustretenden Elektronen zum Gitter, der Gitterstrom ist der Sättigungsstrom, dessen Stärke von der Heizung abhängt. Die Anode bleibt dagegen bei gutem Vakuum vollständig stromlos, da die Elektronen gegen eine negative Spannung nicht anlaufen können. Bei schlechtem Vakuum erzeugen die zum Gitter fliegenden Elektronen durch Ionenstoß positive Gasionen, die ihrerseits zu dem am stärksten negativen Pol, d. h. zur Anode fliegen. Dann entsteht im Anodenkreis ein schwacher negativer, d. h. dem normalen aus Elektronen bestehenden, entgegengesetzt gerichteter Strom. Die Größe dieses negativen Ionenstromes ist bekanntlich ein sehr genaues Maß für die in der Röhre noch vorhandenen Gasreste, für die Güte des Vakuums.

Gelegentlich einer solchen Vakuumprüfung ergab sich die eigentümliche Erscheinung, daß selbst bei großen negativen Spannungen, bis zu —100 Volt, ein positiver Anodenstrom eintrat, der also der Spannung E_a entgegen floß, die Batterie auflud. Diese Erscheinung ist zunächst ganz unerklärlich. Wer aber öfter mit Röhren gearbeitet hat, weiß, wie oft ganz unvermutet irgendwelche Eigenschwingungen von selbst entstehen und zu Störungen Anlaß geben[1]). Es lag daher nahe, auch hier als Ursache das Einsetzen solcher „wilden Schwingungen" anzunehmen. Ist dann die Amplitude der so entstehenden Wechselspannung an der Anode größer als die negative Gleichspannung, so ist die Anode zeitweise positiv, kann also auch einen positiven Elektronenstrom aufnehmen.

Die ersten Versuche, die Existenz von Schwingungen nachzuweisen, hatten freilich keinen Erfolg. Nähern der Hand, Berühren oder Bewegen der Zuleitungsdrähte hatte nicht wie sonst bei „wilden Schwingungen" eine Änderung im Ausschlag der Instrumente zur Folge. Auch durch Kopplung mit einem Wellenmesser ließ sich nichts nachweisen. Erst als ein Detektor mit Galvanometer unmittelbar an eine oder höchstens zwei eng um die Röhre gelegte kurze Windungen angeschlossen wurde, ergab sich ein Ausschlag.

2. Die Wellenlänge.

Es mußte sich hiernach um ganz außerordentlich schnelle Schwingungen handeln.

1) So zeigte bei Versuchen mit einer 200-Watt-Röhre in der normalen Senderschaltung ein unmittelbar hinter der Anode eingeschaltetes Hitzbandamperemeter bis 15 Amp. plötzlich 4 bis 7 Amp. an, und bei einer kleinen Verlegung eines Drahtes wuchs der Strom so stark an, daß das Instrument durchbrannte. Der normale Anodenstrom war unter 0,1 Amp. und selbst im Schwingungskreise herrschten normal nur etwa 2 Amp.

Dann mußte sich aber die Wellenlänge durch ein Lechersches Drahtsystem bestimmen lassen. Es wurde daher an der Anoden- und Gitterklemme je ein blanker Draht befestigt und beide parallel zueinander in etwa 10 cm Abstand durch das 6 m lange Zimmer ausgespannt. Wie erwartet, ergaben sich dann beim Entlanggleiten mit dem Detektor ganz ausgesprochene Maxima und Minima im Ausschlag, ein Zeichen, daß sich auf den Drähten stehende Wellen bildeten. Der Abstand zweier Minima betrug 50 cm; die Wellenlänge der entstehenden Schwingungen war also 1 m!

Diese Methode, die „Wellen auf Draht zu ziehen" — es genügte auch schon ein einzelner mit der Anode verbundener Draht —, erwies sich als äußerst bequem, um die Bedingungen für das Entstehen und die Wellenlänge der Schwingungen zu untersuchen. Es zeigte sich zunächst, daß entgegen allen sonstigen Erfahrungen mit Selbsterregung von Schwingungen die Abmessungen und Anordnungen der mit der Röhre verbundenen Leitungen und Apparate nur einen geringen Einfluß hatten, dagegen die Betriebsbedingungen, die Größe der angelegten Spannungen und die Heizstromstärke ausschlaggebend waren. So wurde die Wellenlänge durch äußere Kapazitäten und Induktivitäten kaum beeinflußt. Dagegen wurde sie in regelmäßiger Weise um so kürzer, je mehr die Heizstromstärke gesteigert oder je größer die positive Gitterspannung oder die negative Anodenspannung gewählt wurden. Tabelle I zeigt den ersteren, Tabelle II den Einfluß der Spannungen, aufgenommen mit einer Schott-M-Röhre Nr. 4213 von zylindrischer Anordnung (Durchmesser der Anode $d_a = 3{,}1$ cm, Durchmesser des Gitters $d_g = 0{,}7$ cm).

Tabelle I.

$E_g = +80$ Volt; $E_a = -32{,}5$ Volt.

I_h	λ
0,80 Amp.	214 cm
0,90 „	196 „
0,95 „	186 „
1,00 „	170 „
1,02 „	148 „
1,04 „	142 „
1,08 „	132 „
1,10 „	129 „
1,14 „	131 „
1,15 „	131 „

$\lambda_{ber.} = 270$ cm

Bei diesen Werten waren die Ströme und Spannungen so eingestellt, daß sich möglichst gleichmäßige Wellen von großer Intensität

Tabelle II.

$I_h = 1{,}02$ Amp.

E_g	E_a	λ	$\lambda_{ber.}$
150 V.	+ 4 V.	240 cm	260 cm
„ „	— 11 „	200 „	242 „
„ „	— 14 „	160 „	238 „
„ „	— 60 „	150 „	198 „
„ „	— 81 „	134 „	186 „
„ „	— 109 „	124 „	172 „
„ „	— 300 „	104 „	123 „
140 „	— 32,5 „	162 „	228 „
240 „	„ „	148 „	185 „
120 „	— 40 „	160 „	238 „
200 „	„ „	143 „	195 „

ausbildeten. Es zeigte sich nämlich, daß bei gleichmäßiger Änderung einer Betriebsgröße die Intensität in unregelmäßiger Weise bald größer, bald kleiner wurde und auch die Wellenlänge sich an manchen Stellen fast sprunghaft änderte. In Tabelle I ist z. B. ein solcher Sprung zwischen 1,00 und 1,02 Amp., in Tabelle II zwischen $E_a = -11$ und -14 Volt zu bemerken. Wollte man einen bestimmten günstigen Fall später wieder herstellen, mußte man oft außerordentlich genau alle Werte wieder einregulieren. Es dürfte sich hier um gewisse Resonanzvorgänge handeln, die die Intensität steigern und auch mitbestimmend auf die Wellenlänge einwirken.

Wenn das mit dem Detektor verbundene Galvanometer eine Steigerung der Schwingungsintensität anzeigte, wurde im allgemeinen auch der negative Anodenstrom größer. Das Einsetzen der Schwingungen ist daher sicher als die Ursache für den sonst unerklärlichen negativen Anodenstrom zu betrachten. Da ein solcher sich mit empfindlichen Galvanometern bis zu — 100 Volt Anodenspannung verfolgen ließ, läßt sich schließen, daß auch die Amplitude der die Schwingungen bildenden Wechselspannung bis zu 100 Volt groß war.

3. Hypothese zur Erklärung der Vorgänge.

Aus diesen Beobachtungen ist zu schließen, daß die Vorgänge im Innern der Röhre, die Bewegungen der Elektronen, für das Entstehen der Schwingungen maßgebend sein müsssen, und es erscheint folgende Hypothese nicht unwahrscheinlich: Die aus der Glühkathode heraustretenden Elektronen fliegen mit zunehmender Geschwindigkeit auf das positive Gitter zu, treffen dann aber nur zum kleinen Teil die dünnen Gitterdrähte, fliegen vielmehr zum größten Teil durch das Gitter hindurch auf

die Anode zu. Daß dies tatsächlich der Fall ist erkennt man daran, daß bei schwach positiver Anode der Anodenstrom größer ist als der Gitterstrom, wenigstens bei feindrähtigen Gittern. Ist aber, wie in unserem Falle, die Anode negativ, so können die Elektronen sie nicht erreichen, sie werden abgebremst und wieder zum Gitter zurückgetrieben. Es wird dann wieder nur ein kleiner Teil das Gitter treffen, der größere Teil hindurchfliegen. So werden die Elektronen mehrmals um das Gitter hin und her pendeln, ehe sie es treffen. Diese rein mechanische Hin- und Herbewegung der Elektronen bildet die elektrische Eigenschwingung! Es ist dazu nur nötig, daß in die Bewegung eine gewisse Ordnung hineinkommt, daß eine Mehrzahl der Elektronen sich in der gleichen Phase der Bewegung befindet. Diese Ordnung muß durch die Bewegung der Elektronen selbst aufrecht erhalten werden. Das ist ja das Wesen der Selbsterregung von Schwingungen. Wie das im einzelnen vor sich geht, ist schwer zu übersehen.

4. Berechnung der Wellenlänge.

Es drängt sich zunächst die Frage auf: Stimmt die aus der mechanischen Bewegung zu berechnende Zeit mit der gemessenen Schwingungsdauer überein? Das ist nun in der Tat ausreichend der Fall. Man kann freilich den mechanischen Bewegungsvorgang in einfacher Weise nur unter Vernachlässigung der Raumladungswirkungen und unter Ersatz der wahren zylindrischen Anordnung (*a*) (Fig. 2)

Fig. 2.

der Elektroden durch eine ebene Anordnung (*b*) berechnen.

Die Rechnung sei zunächst für den Fall durchgeführt, daß Anode und Kathode keine Spannungsdifferenz besitzen. Bezeichnet dann E_g die Spannung zwischen Gitter und Kathode oder Anode, so ist die Geschwindigkeit der Elektronen beim Passieren des Gitters

$$v = \sqrt{2\,e/m\,E_g} = 6{,}0 \cdot 10^7 \sqrt{E_g}\ \text{cm/sec},$$

wenn E_g in Volt gemessen wird. Ihr Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit ist daher

$$\frac{v}{v_0} = \frac{6 \cdot 10^7 \sqrt{E_g}}{3 \cdot 10^{10}} = \frac{\sqrt{E_g}}{500}.$$

Bei voller Lichtgeschwindigkeit wäre die Wellenlänge einfach gleich dem gesamten, während einer vollen Schwingung zurückgelegten Wege, d. h. von A durch G nach K und wieder durch G nach A zurück, also einfach gleich dem Durchmesser d_a der Anode. Bei langsamerer Bewegung ist die Wellenlänge im Verhältnis v_0/v größer. Hierbei ist noch zu beachten, daß die mittlere Geschwindigkeit nur halb so groß ist wie die maximale am Gitter, da v ja an den Umkehrpunkten bei A und K null ist. Man erhält also schließlich die Formel

$$\lambda = 2\,d_a \frac{v_0}{v} = \frac{1000\,d_a}{\sqrt{E_g}}.$$

Bei negativer Anodenspannung E_a kehren die Elektronen schon um, ehe sie die Anode erreichen. Der Durchmesser dieser Umkehrpunkte berechnet sich leicht zu

$$d'_a = \frac{d_a E_g - d_g E_a}{E_g - E_a}.$$

Wenn E_a negativ ist, ist d'_a kleiner als d_a, weil der Gitterdurchmesser d_g kleiner als d_a ist. Die Wellenlänge wird dann also:

$$\lambda_{\text{ber.}} = \frac{1000}{\sqrt{E_g}} \cdot \frac{d_a E_g - d_g E_a}{E_g - E_a}.$$

Die nach dieser Formel berechneten Wellenlängen sind in der letzten Spalte der Tabelle II eingetragen. Man sieht, sie fallen alle nur wenig größer aus als die gemessenen Werte, auch wird der Gang mit E_g und E_a in der richtigen Weise wiedergegeben.

5. Einfluß der Raumladungen.

Die Abweichung zwischen den berechneten und den gemessenen Wellenlängen findet in dem Einfluß der Raumladungen, der bei der Rechnung vernachlässigt war, ihre volle Erklärung. Das folgt aus der Tabelle I, die nach der zugrunde gelegten Formel eine konstante Wellenlänge von 270 cm ergeben müßte, da die Spannungen nicht geändert wurden. Die größere Heizstromstärke bedingt aber einen größeren Elektronenaustritt, d. h. stärkere Raumladungen. Dadurch muß aber der Elektronentanz beschleunigt, die Wellenlänge verkürzt werden. Denn die besonders an der Anode und der Kathode angehäuften Elektronen stoßen ihrerseits die heruntanzenden Elektronen zurück, veranlassen sie zu beschleu-

nigter Umkehr. Nach dem Gang der Tabelle I ist mit verschwindender Raumladung, d. h. sehr kleiner Heizstromstärke, sehr wohl eine Wellenlänge von 270 cm verträglich.

Wenn die Elektronen mehrmals um das Gitter hin und her tanzen, so müssen auch um den Heizdraht stärkere Raumladungen entstehen als im schwingungslosen Falle, wo die Elektronen sogleich von der Anode verschluckt werden. Derartige Raumladungen bewirken aber bekanntlich, daß bei schwachem äußeren Felde ein Teil der aus dem Heizdraht ausgetretenen Elektronen wieder in den Heizdraht zurückgetrieben wird, der gesamte Emissionsstrom also vermindert wird. Auch diese Folgerung fand sich experimentell bestätigt. In Fig. 3 gibt Kurve 1 die Abhängig-

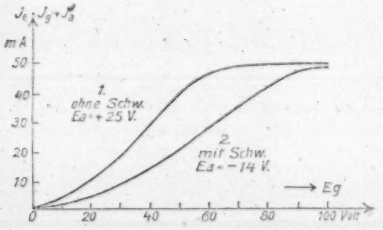


Fig. 3.

keit des Emissionsstroms von der Gitterspannung wieder, wenn keine Schwingungen vorhanden waren. Dazu war erforderlich, die Anodenspannung auf + 25 Volt zu steigern. Es ist die normale, durch die Raumladungen bedingte Charakteristik. Bei etwa 60 Volt am Gitter tritt Sättigung ein. Verminderte man dagegen die Anodenspannung auf — 14 Volt, so setzten die Schwingungen ein, und der Strom fiel auf fast den halben Wert. Sättigung trat jetzt erst bei etwa 90 Volt am Gitter ein. Das ist nur durch eine erhöhte Raumladungswirkung erklärlich. Die Änderung der Anodenspannung um $25 + 14 = 39$ Volt hätte an sich nur eine Verschiebung der Charakteristik um 2 Volt bewirken dürfen, da der Durchgriff der Röhre nur 5 Proz. war.

6. Einfluß der Röhrenform.

Schließlich wurde auch noch der Einfluß der Röhrengröße untersucht. Es standen nur drei zylindrische Röhren mit einem Anodendurchmesser von 2,1, 3,1 und 3,5 cm Durchmesser zur Verfügung. Die Versuche bestätigten gut das Gesetz, daß die Wellenlänge unter gleichen Betriebsverhältnissen im wesentlichen proportional dem Anodendurchmesser ist. Alle 3 Röhren besaßen einen einzigen geraden Heizdraht, der zylindrisch von dem engen, feindrähtigen Gitter und weiter außen von dem Anodenzylinder umgeben war. Nur bei diesen zylindrisch-symmetrischen Röhren konnten die hier beschriebenen Schwingungen beobachtet werden! Alle anderen Formen mit plattenförmigen Anoden oder hin und her gehendem Heizdraht ergaben keinerlei Schwingungserscheinungen, und bei negativer Anode auch niemals einen positiven Anodenstrom. Das ist eine wesentliche Stütze für unsere Theorie. Denn nur bei regelmäßiger Anordnung des elektrischen Feldes ist ein regelmäßiger Elektronentanz zu erwarten.

Verstärkerröhren der verschiedensten Form, auch solche mit zylindrischer Anordnung, ergaben alle keine Schwingungen. Bei den Zylinderröhren bestand nämlich das Gitter aus einem 0,2 mm dicken Draht, der den Heizfaden in wenigen weiten Windungen umschlang. Der dicke Draht verschluckt einerseits zu viel von den herumtanzenden Elektronen, was sich auch durch Aufnahme des Gitterstromes bei schwach positiver Anode beweisen läßt (vgl. oben unter 3), andererseits wird die zylindrische Symmetrie durch den Einfluß der einzelnen Gitterdrähte bis an die Kathode und Anode heran stark verzerrt. Würde man zylindrische Verstärkerröhren mit einem feindrähtigen engen Gitter herstellen, erhielte man sicher auch die hier beschriebenen Schwingungen.

7. Die kürzesten möglichen Wellen.

Die kürzesten, mit einer Schott-*K*-Röhre von 2,1 cm Anodendurchmesser bei 500 Volt am Gitter und möglichst starker Heizung hergestellten Wellen hatten eine Länge von 43 cm. Verstärkerröhren haben einen Anodendurchmesser von 0,8 cm, der sich ohne Schwierigkeiten auf 0,5 cm verringern lassen dürfte. Damit würde man Wellenlängen von etwa 10 cm erhalten, die sich durch Anwendung höherer Spannungen wohl noch weiter herabsetzen lassen.

Diese Überlegungen beruhen zunächst auf der Hypothese, daß die Schwingungen in dem Tanze der Elektronen um das Gitter bestehen, was freilich durch die zahlreichen, guten Bestätigungen wohl als sicher angenommen werden kann. Aber selbst wenn noch andere Umstände mitspielen sollten, würden diese von uns beschriebenen Schwingungen doch die kürzesten sein, die man mit Vakuumröhren herstellen kann. Denn die berechnete Geschwindigkeit der Elektronen ist sicher richtig; eine

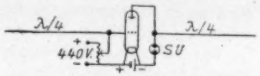


Fig. 4.

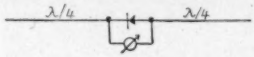


Fig. 5.

gegen die Dimensionen der Röhre merkliche Ortsveränderung müssen die Elektronen aber innerhalb einer viertel Periode ausführen, wenn die Feldwirkung der sich bewegenden Elektronen die Schwingungen aufrecht erhalten soll.

B. Praktische Versuche.

1. Hertzsche Versuche.

Neben den oben erwähnten Wellen längs eines oder zweier Drähte ließen sich auch die Hertzschen Versuche der Wellenausbreitung ohne Draht ohne weiteres anstellen. Zu diesem Zwecke wurden Sender und Empfänger zur Verstärkung der Strahlung mit einer „Antenne" versehen, d. h. an ihnen zwei kurze gerade Drahtstücke von $^1/_4\,\lambda$, d. h. 25—50 cm Länge angebracht. $^3/_4\,\lambda$ lange Drahtstücke wirkten wesentlich schwächer. Am Sender wurden sie direkt unter die Anoden- und die Gitter-Klemme der Röhre geklemmt. Die Anode war der Einfachheit halber meist ohne Spannung mit dem negativen Pole der Kathode verbunden, während das Gitter seine positive Spannung aus dem Lichtnetz von 440 Volt über einen Spannungsteiler erhielt (Fig. 4). Um beim Empfang mit Telephon einen Ton zu erhalten, konnte in die Anodenleitung ein Summerunterbrecher eingeschaltet werden (*SU*, Fig. 4). Der Empfänger bestand lediglich aus einem normalen Pyritdetektor, an dessen Klemmen einerseits die „Antennen"-Drähte, anderseits ein Telephon oder für genauere Messungen ein Zeigergalvanometer (10^{-6} A) befestigt war (Fig. 5). Die ganze Empfangsapparatur konnte in einer Hand gehalten und leicht hin und her bewegt werden. So ließen sich stehende Wellen durch Reflexion an einem $2 \times 1{,}25$ m großen Blech, die verstärkende Wirkung eines Bleches oder Drahtnetzes oder abgestimmten Einzeldrahtes im Abstande $^1/_4\,\lambda$ hinter dem Sender oder Empfänger, die Schirmwirkung von zwischen Sender und Empfänger befindlichen Gegenständen, schräge Reflexion von einem Blech usw. gut verfolgen.

2. Gerichtete Telegraphie.

Besonders schön war die Richtwirkung der Antennen zu sehen, und zwar sowohl gerichtetes Senden wie gerichteter Empfang. Den größten Galvanometerausschlag am Empfänger erhielt man nur, wenn Sende- und Empfangsantenne zueinander parallel, und zwar senkrecht zur Verbindungslinie lagen. Drehte man die Empfangs- oder auch die Sende-Apparatur mit der Hand herum, so verschwand der Empfang völlig, sobald die eine der Antennen genau auf die Gegenantenne hinwies. Man konnte so durch Drehen des Empfängers bis zu dem scharf ausgeprägten Minimum die Richtung nach einem nicht sichtbaren, in einem ganz anderen Raume des Hauses befindlichen Sender genau feststellen.

Wenn beide Antennen aufeinander hinwiesen, d. h. beide in der Verbindungslinie lagen, so war der Empfang erst recht null. Das ist aber gerade die Lage, in der die normalen gerichteten Horizontalantennen den stärksten Empfang ergeben. Das steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie, nach der die Richtwirkung dieser Antennen nur durch den Einfluß der Erde zustande kommt, deren Abstand von der Antenne klein gegen die Wellenlänge ist.

Ein Einfluß der Erde machte sich auch bei den kurzen Wellen deutlich bemerkbar. Sobald der Abstand der Antennen vom Erdboden weniger als $^3/_4\,\lambda$ betrug, trat bei weiterem Heruntergehen eine wesentliche Schwächung in der Übertragung ein. Senkrecht gestellte Antennen, also die normale Lage bei ungerichteter Telegraphie, ergaben größere Reichweiten als horizontal gestellte.

3. Weitere Versuche.

Ein wesentlich stärkerer Empfang als mit dem Detektor ließ sich mit einer Verstärker- oder noch besser einer Sender-Röhre erzielen. Die Schaltung war dieselbe wie beim Sender (Fig. 4), das Telephon lag im Anodenkreis an Stelle des Unterbrechers *SU*. Die günstigste Heizstromstärke und Gitterspannung mußte ausprobiert werden. Letztere betrug meist nur 20 bis 100 Volt. Es handelt sich hier wohl nur um eine normale Gleichrichterwirkung. Ein Ton wie beim Schwebungsempfang trat nicht ein. Die Verstärkerröhren erzeugten ja auch gar nicht diese kurzen Wellen. Der sonst so empfindliche Schwebungsempfang dürfte sich bei diesen außerordentlich kurzen Wellen auch wohl kaum herstellen lassen, da schon eine Verstimmung um $^1/_{10000}$ den Ton aus dem Hörbereich herausbringen würde.

Schaltet man in den Anodenkreis der Senderröhre an Stelle des Summerunterbrechers ein Mikrophon oder besser die Sekundärspule (2500 Wdg.) eines Transformators, dessen Primärspule (400 Wdg.) durch ein Mikrophon und 4 Volt gespeist wird, so hört man im Empfangstelephon statt des Summertones die ins Mikrophon gesprochenen Worte. Da die zum Senden und Empfang benutzten Schaltungen ganz gleich gemacht werden können, ist auch ein Gegensprechen möglich.

Die mit je einer der oben genannten Schott-Röhren als Sender und Empfänger erzielten Reichweiten waren für Telegraphie 600 m, für Telephonie 300 m ohne Anwendung von Verstärkern. Mit solchen war die Reichweite natürlich größer, freilich nicht so viel, wie man bei quadratischer Abnahme der Intensität mit der Entfernung erwarten sollte. Bäume und Sträucher zwischen der geradlinigen Verbindung von Sender und Empfänger schienen den Empfang zu schwächen.

(Eingegangen 4. August 1919.)

Die Verbreiterung von Spektrallinien im Röntgengebiet[1]).

Von L. Vegard.

Die Verbreiterung der Spektrallinien im gewöhnlichen Spektrum wird gewöhnlich entweder als eine Wirkung des Doppler-Effekts oder eine Wirkung des Stark-Effekts gedeutet. Es ist meine Absicht, kurz auf eine andere Möglichkeit für Linienverbreiterung hinzuweisen, welche besonders für die Röntgenspektren von Bedeutung sein mag.

Diese theoretische Möglichkeit ist eine Folge derjenigen Atomauffassung, welcher die früher von mir entwickelte Theorie der Röntgenspektren zugrunde liegt. Betreffs Einzelheiten dieser Theorie kann ich auf die früher in dieser Zeitschrift[2]) veröffentlichte kurze zusammenfassende Darstellung hinweisen. Hier sollen nur einige für die jetzige Frage wichtige Punkte wiederholt werden.

Wir betrachten ein Elektronensystem i, das aus q_i Elektronen besteht, und welches die Quantenzahlen $n_i n_i' \ldots$ besitzt. Zwischen dem betrachteten System und dem Kern seien

$$p_i = \sum_{1}^{i-1} q_i$$

Elektronen vorhanden. Außerhalb des Systems mögen r_i Elektronen sich befinden.

Die Energie E_i des Systems läßt sich dann folgendermaßen ausdrücken:

$$E_i = C - RhV(n_i, n_i' \ldots p_i, q_i, r_i).$$

Die totale Energie E_T sämtlicher in dem gegebenen Augenblick vorhandenen Systeme wird dann:

$$E_T = \sum_{i=1}^{i=m} E_i,$$

m ist die Anzahl von vorhandenen Systemen im Atom.

Es tritt jetzt ein Wiedervereinigungsprozeß nach dem $i$ten Kreis ein. Dadurch ändert sich die totale Energie von E_T zu E_T'.

Findet die Wiedervereinigung in einem Schritte statt, so wird die Energiedifferenz $E_T - E_T'$ in einem Quantum $h\nu$ ausgestrahlt oder:

$$\frac{\nu}{R} = V_T' - V_T.$$

Wenn V_T und V_T' die Summe der V-Funktionen vor und nach der Wiedervereinigung (Emissionsprozeß) bezeichnen.

Eine exakte Berechnung der V_T-Werte ist im allgemeinen sehr schwer. Jedoch können wir sagen, daß in jedem betrachteten Falle die Energiedifferenz eine ganz bestimmte sein muß, und man sollte genau homogene Strahlung bekommen, insofern als wir das Bohrsche Strahlungsgesetz als richtig ansehen.

Die Strahlung aber, welche eine Spektrallinie bildet, stammt von einer ungeheuren Anzahl verschiedener Atome.

Wie ich früher gezeigt habe, führt meine Theorie der Röntgenspektren — wenn wir gleichzeitig die von Sommerfeld vorgeschlagene Deutung der Dublette aufrecht halten wollen — zu der Annahme, daß ein gewisses Elektronensystem im normalen Atom mehrere Bewegungszustände aufnehmen kann. So wurde z. B. geschlossen, daß das L-System sowohl einen elliptischen als einen kreisförmigen Zustand besitzt. Es ist aber anzunehmen, daß auch die Systeme außerhalb des L-Systems mehrere Zustände besitzen.

Wir werden demnach zu der Ansicht geführt, daß Atome mit gleicher Kernladung im normalen Zustande nicht identische Elektronensysteme besitzen; sondern man hat mit einer großen Zahl von Zuständen zu rechnen, welche den verschiedenen möglichen Kombinationen von den Zuständen der Einzelsysteme entsprechen.

Welche Kombinationen möglich sind und unter welchen Bedingungen ein System von einem Zustand zu einem anderen übergeht,

1) Diese Abhandlung ist eine ausführlichere Behandlung von Gedanken, die ich in einem Vortrag in Lund am 10. September 1919 geäußert habe.

2) L. Vegard, diese Zeitschr. 20, 97 u. 121, 1919.

darüber wissen wir bis jetzt sehr wenig. Wir können aber hoffen, daß das Studium der Röntgenspektren einen Einblick in diese Verhältnisse geben kann.

Diese Auffassung des Atombaues führt mit sich, daß die Energie eines und desselben Systems in den verschiedenen Atomen eines Elements mehrere Werte annehmen kann.

Betreffs der Änderungen, welche die Energie E_i eines Systems aufweisen kann, können wir im allgemeinen folgendes sagen:

Die Energieunterschiede eines Systems, welche durch Änderung des Zustands von dem betrachteten System selbst entstehen, müssen verhältnismäßig groß sein. So ist wohl der Unterschied zwischen den Energien des elliptischen und dem kreisförmigen Zustand eines Elektronensystems von der Größenordnung, welche die Dublettentheorie von Sommerfeld verlangt. Diese Energieunterschiede werden wir solche erster Art nennen.

Wegen der wohl sicher vorhandenen gegenseitigen Beeinflussung der verschiedenen Systeme wird auch die Energie eines Systems sich dadurch ändern, daß die anderen Systeme im Atom verschiedene Zustände besitzen. Diese verhältnismäßig sehr viel kleineren Änderungen werden wir als Energieunterschiede zweiter Art bezeichnen.

Unter dem „Rekombinationsbereich" verstehen wir das Anfangs- und Endsystem und diejenigen Systeme, welche das rekombinierende Elektron im Falle kreisförmiger Bahnen auf dem Rekombinationsweg passiert.

Wie aus der früher entwickelten Theorie der Röntgenspektren hervorgeht, ist die totale Energieänderung $E_T - E_T'$ größtenteils durch die Energieänderungen der Systeme des Rekombinationsbereichs hervorgebracht.

Betrachten wir die Emissionsvorgänge, welche demselben Rekombinationsbereich entsprechen, so werden wir die verhältnismäßig größten Frequenzunterschiede bekommen, wenn die Systeme im Rekombinationsbereich Energieunterschiede erster Art aufweisen. In diesem Falle können die Unterschiede so groß sein, daß wir für denselben Rekombinationsbereich mehrere getrennte Linien bekommen. Wir bekommen multiple Linien.

Halten wir aber jetzt im Rekombinationsbereich eine gewisse Zustandskombination fest, so wird die entsprechende Linie nicht homogen, und zwar wird die Homogenität aus den beiden folgenden Gründen zerstört werden:

1. Die totale Energieänderung $E_T'' - E_T'$ hängt nicht nur von den Systemen des Rekombinationsbereichs, sondern auch von der Energie der außerhalb des Bereiches liegenden Systeme ab, und je nach den verschiedenen Zuständen dieser Systeme können geringe Unterschiede in der Frequenz zustande kommen.

2. Die Energieunterschiede zweiter Art, welche die Systeme im Rekombinationsbereich aufweisen können, werden auch gewisse geringe Änderungen der emittierten Frequenzen geben müssen.

Durch diese beiden Ursachen werden die Röntgenstrahlen, welche eine gewisse Spektrallinie bilden, nicht mehr homogen sein. Die Linie ist nicht scharf, sondern verbreitert.

Es wird doch ein Unterschied zwischen dieser und derjenige durch Doppler- und Stark-Effekt hervorgebrachten Verbreiterung bestehen. Denn in den letzten Fällen haben wir innerhalb gewisser Grenzen beinahe eine kontinuierliche Verteilung der Frequenzen nach bestimmtem Gesetze. In dem hier betrachteten Falle ist die Linie als die Überlagerung von einer endlichen bestimmten Anzahl von nahe aneinander liegenden Linien zu betrachten.

Wie Siegbahn und seine Schüler nachgewiesen haben, ist in der Tat eine Verbreiterung der Röntgenlinien zu beobachten.

(Eingegangen 22. September 1919.)

Über Weltbeben und lange Wellen.

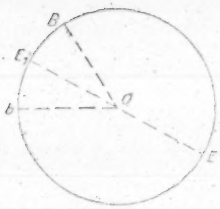
Von K. Mack.

§ 1. Ein Erdbeben von solcher Stärke, daß es die ganze Erdoberfläche zu erschüttern vermag, ist als Weltbeben zu bezeichnen. Ein solches wird von sämtlichen mit geeigneten Registrierapparaten versehenen Beobachtungsstationen der ganzen Erde aufgezeichnet werden. Es ist jedoch in zahlreichen Fällen möglich, ein Weltbeben als solches zu erkennen schon auf Grund der Aufzeichnungen einer einzelnen Beobachtungsstation, und zwar immer dann, wenn die sogenannten W_2-Wellen oder die W_3-Wellen im Seismogramm der betreffenden Station nachgewiesen werden können.

Die genannten Wellenarten gehören bekanntlich zu den langen Wellen, die vom Epizentrum eines Erdbebens an der Erdoberfläche nach allen Richtungen radial mit angenähert konstanter Fortpflanzungsgeschwindigkeit sich ausbreiten. In Fig. 1 sei E das Epizentrum eines Weltbebens, O der Erdmittelpunkt, E_1 der Gegenpunkt von E, B eine ferne Beobachtungsstation; der Punkt b sei so bestimmt, daß

$$\angle bOE = \angle BOE.$$

Diejenigen langen Wellen, die von E aus



auf dem kürzesten Weg EB nach B gelangen, werden als W_1-Wellen bezeichnet, während die W_2-Wellen diejenigen sind, die gegebenenfalls auf dem längeren Weg EbE_1B in B eintreffen; falls, was ziemlich häufig zutrifft, die W_1-Wellen ihren Weg über E_1 und E fortsetzend, abermals — natürlich entsprechend geschwächt — nach B gelangen, so werden sie jetzt als W_3-Wellen bezeichnet.

Es ist klar, daß sowohl das Eintreffen der W_2-Wellen als dasjenige der W_3-Wellen für die Station B ein Beweis ist, daß die ganze Erdoberfläche erschüttert worden ist, daß man es also mit einem Weltbeben zu tun hat.

Man kann somit den Satz aussprechen:

Ein Erdbeben, das im Seismogramm irgendeiner Beobachtungsstation das Auftreten von W_2-Wellen oder von W_3-Wellen festzustellen gestattet, ist als Weltbeben zu bezeichnen.

Es wird in den folgenden Paragraphen gezeigt werden, daß die Feststellung eines Bebens als Weltbeben am einfachsten und raschesten durch Nachweisung der W_3-Wellen erfolgt; sind diese im Seismogramm nicht vorhanden, so ist nach dem Auftreten der W_2-Wellen zu suchen. Bei bekannter Herdentfernung kann durch leichte Rechnung die Stelle im Seismogramm angenähert gefunden werden, wo die W_2-Wellen, falls vorhanden, sich befinden müssen. Ist die Herdentfernung nicht bekannt, so ist es bei genauerem Studium der Aufzeichnung im allgemeinen doch möglich, die W_2-Wellen direkt aufzufinden und zugleich einen angenäherten Wert für die Herdentfernung zu erhalten. Das Auftreten von W_4-Wellen, die dadurch zustande kommen können, daß die W_2-Wellen ihren Weg von B über E und E_1 fortsetzend abermals in B eintreffen, scheint nur in sehr seltenen Fällen nachweisbar zu sein; W-Wellen höherer Ordnung sind bis jetzt nicht beobachtet worden.

§ 2. Wir gehen nun dazu über, eine Reihe von Beziehungen aufzustellen, welche gestatten, aus den beobachteten Zeitpunkten des Eintreffens der W_1-, W_2-, W_3- usw. Wellen an der Beobachtungsstation B sowohl die Herddistanz Δ_1 als auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V der Oberflächenwellen abzuleiten.

Wenn eine bestimmte Phase der Oberflächenwellen, etwa das Hauptmaximum, von E ausgeht, so wird sie nach Zurücklegung des Wegs $\Delta_1 = EB$ als W_1-Welle an der Beobachtungsstation ankommen. Als W_2-Welle wird sie in B ankommen nach Zurücklegung des Wegs $\Delta_2 = EbE_1B$, als W_3-Welle nach Zurücklegung des Wegs $\Delta_3 = EBE_1bEB$, als W_4-Welle nach Zurücklegung von $\Delta_4 = EbE_1BEbE_1B$ usw.

Würden die beiden einander entgegenlaufenden Wellenzüge dauernd die Erde umkreisen, so hätte man folgende Reihe von Angaben:

$$\text{I.}\quad \begin{cases} \Delta_2 = U - \Delta_1 & \Delta_3 = U + \Delta_1 \\ \Delta_4 = 2U - \Delta_1 & \Delta_5 = 2U + \Delta_1 \\ \Delta_6 = 3U - \Delta_1 & \Delta_7 = 3U + \Delta_1 \\ \cdots\cdots\cdots & \cdots\cdots\cdots \\ \Delta_{2n} = nU - \Delta_1 & \Delta_{2n+1} = nU + \Delta_1 \end{cases}$$

wo U den Erdumfang bedeutet $= 40000$ km und $U = \Delta_1 + \Delta_2$.

Wir bezeichnen nun mit t_0 den Zeitpunkt, zu welchem die ins Auge gefaßte Phase der Oberflächenwellen vom Epizentrum E ausgeht, mit t_1 den Zeitpunkt, zu welchem sie als W_1-Welle in B eintrifft, mit t_2 denjenigen, zu welchem sie als W_2-Welle daselbst anlangt usw.

Dann gelten die Angaben:

$$\text{II.}\quad t_1 - t_0 = \frac{\Delta_1}{V},\ t_2 - t_0 = \frac{\Delta_2}{V},\ t_3 - t_0 = \frac{\Delta_3}{V},\ t_4 - t_0 = \frac{\Delta_4}{V} \text{ usw.}$$

wobei wir die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V zunächst als Konstante betrachten.

Während der Zeitpunkt t_0 für die Beobachtungsstation B nicht direkt festzustellen ist, können die Zeitpunkte t_1, t_2, t_3 usw. unter günstigen Umständen dem Seismogramm entnommen werden.

Wir erhalten nun aus I und II das folgende System von Gleichungen:

$$\text{III.}\quad \begin{cases} \text{(a)} \quad V(t_2 - t_1) = U - 2\Delta_1 & V(t_3 - t_1) = U \quad \text{(b)} \\ \text{(c)} \quad V(t_4 - t_1) = 2U - 2\Delta_1 & V(t_5 - t_1) = 2U \quad \text{(d)} \\ \cdots\cdots\cdots & \cdots\cdots\cdots \\ V(t_{2n} - t_1) = nU - 2\Delta_1 & V(t_{2n+1} - t_1) = nU \end{cases}$$

Man erkennt, daß die Gleichungen der linksstehenden Reihe zur Ermittelung von Δ_1, die der rechtsstehenden zur Ermittelung von V verwendet werden können.

Durch naheliegende Kombinationen von Gleichungen der beiden Reihen lassen sich leicht noch weitere Beziehungen zur Ermittelung beider Größen ableiten. Falls t_1, t_2, t_3 und t_4 gegeben sind, hat man insbesondere zur Bestimmung von Δ_1, das von jetzt ab kurz als Δ bezeichnet werden möge, die folgenden Angaben zur Verfügung:

$$\text{IV.} \quad \begin{cases} \text{a)} & \Delta = \dfrac{U - V(t_2 - t_1)}{2} \\ \text{b)} & \Delta = \dfrac{V}{2}(t_3 - t_2) \\ \text{c)} & \Delta = U - \dfrac{V}{2}(t_4 - t_1) \\ \text{d)} & \Delta = \dfrac{U - V(t_4 - t_3)}{2} \end{cases}$$

Es ist noch darauf hinzuweisen, daß die Formeln III und IV auch auf einfachere Weise direkt aus Fig. 1 abgelesen werden können, wenn man berücksichtigt, daß die Ausdrücke $V(t_2 - t_1)$, $V(t_3 - t_2)$, $V(t_4 - t_1)$ usw. die Wege vorstellen, die von den sich ausbreitenden langen Wellen in den betreffenden Zeitintervallen zurückgelegt werden. $V(t_2 - t_1)$ ist der Weg bE_1B, da die in B zurzeit t_2 eintreffende W_2-Welle vorher zur Zeit t_1 durch den Punkt b hindurchgegangen war. Entsprechend ist $V(t_3 - t_2)$ der Weg bEB, $V(t_4 - t_1)$ der Weg bE_1BEbE_1B, $V(t_4 - t_3)$ wiederum gleich dem Weg bE_1B usw. Man erkennt bei dieser Betrachtungsweise, daß V in diesen Formeln nicht als Konstante aufgefaßt zu werden braucht, sondern daß es jeweils die durchschnittliche Geschwindigkeit der Bewegung während des in der betreffenden Formel enthaltenen Zeitintervalls bedeutet.

§ 3. Die aufgestellten allgemeinen Formeln mögen nun zur näheren Untersuchung eines Weltbebens von ungewöhnlicher Stärke, das am 26. Juni 1917 sich ereignete, Anwendung finden. Von diesem Beben hat die Hohenheimer Erdbebenwarte eine sehr schöne Aufzeichnung erhalten, herrührend von dem in ihr aufgestellten bifilaren Kegelpendel nach Mainka[1]). Da das Seismogramm über eine Dauer von mehr als 5 Stunden sich erstreckte und da gegen das Ende der Aufzeichnung wiederholt gleichartige Wellenzüge auftraten, war an die Möglichkeit zu denken, daß die W_3- und vielleicht auch noch die W_4-Wellen sich nachweisen ließen. Dieser Nachweis war bezüglich der W_3-Wellen in angenäherter Weise leicht zu führen, unter Benutzung der Gleichung IIIb

$$V(t_3 - t_1) = U.$$

Setzt man hier für V den Wert 3,5 km ein, der aus den bisherigen Beobachtungen als Durchschnittswert sich ergibt, so kommt

$$t_3 - t_1 = \frac{U}{V} = 3^h\ 10^m\ 29^s.$$

Dies ist ein angenäherter Wert für die Zeit, in der die Oberflächenwellen den Erdumfang zurücklegen. Wurde nun im Seismogramm vom Hauptmaximum der W_1-Wellen vorangeschritten um rund $3^h\ 10^m$, so war in der Tat einer der erwähnten Wellenzüge erreicht.

An ihn anschließend war nun noch ein weiterer Wellenzug mit erheblich kleineren, aber noch deutlich meßbaren Amplituden zu erkennen, der mit großer Wahrscheinlichkeit als der Wellenzug der W_4-Wellen zu deuten war. Er hätte mit Sicherheit als solcher sich erkennen lassen, wenn die Herdentfernung Δ bekannt gewesen wäre; denn dann hätte nach Gleichung IIIc der Zeitabstand $t_4 - t_1$ sich berechnen lassen, d. h. die Verspätung der W_4- gegen die W_1-Wellen.

Da in unserem Seismogramm die beiden Vorläufer deutlich erkennbar sind, hätte bei einer Herddistanz unterhalb 13000 km der Wert von Δ aus der Laufzeitkurve mit genügender Genauigkeit abgeleitet werden können. Das Zeitintervall zwischen P und S ist jedoch so groß, daß eine genaue Bestimmung auf diesem Wege nicht möglich war. Es konnte nur geschlossen werden, daß Δ einen erheblich größeren Wert als 13000 km, jedoch kleiner als 20000 km besitzen müsse.

Unter diesen Umständen stellte ich mir die Aufgabe, wenn möglich durch näheres Studium der in dem Seismogramm enthaltenen Oberflächenwellen verschiedener Ordnung zu einem brauchbaren Wert für die Herdentfernung zu gelangen.

Diese Aufgabe, wie gleich bemerkt werden mag, erwies sich als lösbar dank der ungewöhnlich guten und deutlichen Ausprägung sämtlicher Phasen des Seismogramms; es gelang unter Benutzung von W-Wellen verschiedener Ordnung gut übereinstimmende Werte von Δ zu erhalten und außerdem das Auftreten der W_4-Wellen mit Sicherheit zu konstatieren.

§ 4. Das Ergebnis dieser Untersuchung möge im folgenden in Kürze mitgeteilt werden; eine genauere Darstellung unter Wiedergabe des Seismogramms wird in den „Nachrichten von der Hohenheimer Erdbebenwarte aus dem Jahr 1917" gegeben werden.

Die W_1-Wellen treten in dem Seismogramm in sehr ausgeprägter Weise auf; es können in ihrem Verlauf 8 Maxima unterschieden werden,

1) Die Konstanten dieses Instruments sind $M = 450$ kg, $T_0 = 9{,}5$ Sek., V (Vergrößerung) $= 150$, $\varepsilon = 5:1$, $\frac{r}{T_0^2} = 0{,}006$. Das Instrument zeichnet die Nordkomponente der Bodenbewegung auf.

von denen das fünfte das Hauptmaximum ist. Es möge $M_{1,5}$ genannt werden; der erste Index soll die Zugehörigkeit zu den W_1-Wellen zum Ausdruck bringen. Den Bezirk, in dem diese 8 Maxima sich befinden, nenne ich den Kern der W_1-Wellen; es war anzustreben, die Wiederkehr dieses Kerns in den im Seismogramm vorhandenen W_2-, W_3- und W_4-Wellen nachzuweisen. Dieser Nachweis ließ sich führen mit völliger Sicherheit für die W_2- uud W_3-Wellen, mit sehr großer Wahrscheinlichkeit für die W_4-Wellen. Es gelang insbesondere, in diesen 3 weiteren Kerngebieten die Lage des Hauptmaximums, das bzw. mit $M_{2,5}$, $M_{3,5}$, $M_{4,5}$ zu bezeichnen ist, festzustellen.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse dieser Feststellungen enthalten. Es sind nicht nur die Zeitpunkte der 4 Hauptmaxima, sondern auch die zugehörigen Perioden und Amplituden angegeben.

		Zeitpunkt	Periode	Amplitude
V.	$M_{1,5}$ $t_1 =$	$7^h\,13^m\,39^s$	20^s	29,0 mm
	$M_{2,5}$ $t_2 =$	7 47 13	19	4,6
	$M_{3,5}$ $t_3 =$	10 32 42	20	0,3
	$M_{4,5}$ $t_4 =$	11 00 42	16	0,1

Aus den 4 Zeitpunkten ergeben sich die Differenzen:

VI.	$t_2 - t_1 =$	$33^m\,34^s =$	2014^s
	$t_3 - t_1 = 3^h$	19 03 =	1943
	$t_4 - t_1 = 3$	47 03 =	13623
	$t_3 - t_2 = 2$	45 29 =	9929
	$t_4 - t_2 = 3$	13 29 =	11609
	$t_4 - t_3 =$	28 00 =	1680

Aus VI entnehmen wir zunächst die für $t_3 - t_1$ und $t_4 - t_2$ gewonnenen Werte und setzen sie ein in die 2 Gleichungen

$$V = \frac{U}{t_3 - t_1} \text{ und } V = \frac{U}{t_4 - t_2},$$

die aus III sich ergeben. Wenn wir die Zahlenwerte für V, welche die beiden Gleichungen liefern, als $V_{3,1}$ und $V_{4,2}$ unterscheiden, so erhalten wir

$$V_{3,1} = 3{,}35 \text{ km und } V_{4,2} = 3{,}44 \text{ km}.$$

Der erste Wert ist die Geschwindigkeit, mit der die in B ankommende W_3-Welle den Weg BE_1bEB in der Zeit $t_3 - t_1$ zurückgelegt hat, der zweite diejenige Geschwindigkeit, mit der die in B ankommende W_4-Welle den Weg $BEbE_1B$, also dieselbe Weglänge, aber in umgekehrter Richtung in der Zeit $t_4 - t_2$ zurückgelegt hat. Beide Werte sind unter sich verschieden und verschieden von dem bis jetzt von uns als Durchschnittswert zugrunde gelegten Wert 3,50.

Wir haben hier eine Bestätigung für die von zahlreichen Forschern, zuletzt namentlich von W. Pechau[1]), festgestellte Tatsache, daß V als Konstante im strengen Sinne nicht betrachtet werden darf. In der Abhandlung von Pechau sind Mittelwerte für V angegeben, abgeleitet aus den beobachteten Zeitdifferenzen $t_2 - t_1$, $t_3 - t_1$, $t_4 - t_2$. Für die erstgenannte Zeitdifferenz findet Pechau, wenn wir die oben eingeführte Bezeichnungsweise benutzen, $V_{2,1} = 3{,}47$ als Mittelwert aus 225 Fällen; für die zweite $V_{3,1} = 3{,}32$ km aus 60 Fällen; für die dritte stand ihm nur ein Fall zur Verfügung, aus dem er $V_{4,2} = 3{,}38$ km ableitete. —

Nun können wir uns der Frage nach der Größe der Herdentfernung Δ zuwenden. Wenn wir in Formel IVa für V den Pechauschen Mittelwert 3,47 einsetzen, so erhalten wir

$$\Delta = 16\,506 \text{ km}.$$

Einen weiteren Wert erhalten wir unter Benutzung der Gleichung IVb

$$\Delta = \frac{V}{2}(t_3 - t_2).$$

In ihr müssen wir nach dem oben Ausgeführten unter V die durchschnittliche Geschwindigkeit verstehen, mit der der Weg bEB im Zeitintervall $t_3 - t_2$ zurückgelegt wurde; wir haben sie nunmehr mit $V_{3,2}$ zu bezeichnen. Diese Geschwindigkeit ist uns nicht genau bekannt; wir könnten sie aus IVb ableiten, wenn uns Δ sicher bekannt wäre. Da wir jedoch letzteres erst ermitteln wollen, helfen wir uns durch die Überlegung, daß $V_{3,2}$, der Durchschnittswert auf dem Weg bEB, sich im vorliegenden Falle bei der Größe von Δ nicht erheblich unterscheiden wird von $V_{3,1}$, dem Durchschnittswert auf dem Weg BE_1bEB. Wir setzen also näherungsweise $V_{3,2} = V_{3,1} = 3{,}35$ und erhalten dann

$$\Delta = 16631 \text{ km}.$$

Es ist bemerkenswert, daß wir diesen Wert ausschließlich aus den Daten unseres Seismogramms ableiten konnten, ohne von anderer Seite aufgestellte Mittelwerte benutzen zu müssen.

In ähnlicher Weise können wir nun auch noch Gleichung IVc heranziehen, indem wir für V, was eigentlich $V_{4,1}$ bedeutet, näherungsweise setzen $V_{4,2}$, wofür wir oben den Wert 3,44 erhalten haben. Dann ergibt sich

$$\Delta = 16\,568 \text{ km}$$

als zweiter Wert, den wir ausschließlich den Daten unseres Seismogramms entnehmen konnten.

Von der Benutzung der Gleichung IVd sehen wir ab, da uns ein geeigneter Näherungswert für $V_{4,3}$ nicht zur Verfügung steht.

1) W. Pechau, Beitr. z. Geophys. 13, 279.

Die Übereinstimmung der für Δ erhaltenen Zahlenwerte (16506, 16631, 16568) ist eine beinahe überraschend gute; wenn wir von dem ersten absehen, zu dessen Ableitung ein von anderer Seite gelieferter Wert für V benutzt wurde, können wir auf Grund unseres Seismogramms als wahrscheinlichsten Wert für die Herddistanz angeben

$$\Delta = 16600 \text{ km}.$$

Diese Entfernung stimmt überein mit derjenigen des im Großen Ozean gelegenen Tongagrabens (südlich der Samoa-Inseln), eines Ursprungsorts häufiger Seebeben.

Die nahe Übereinstimmung der erhaltenen Werte läßt erkennen, daß unsere Formeln bei geeigneter Wahl von V wohl zur angenäherten Bestimmung von Δ herangezogen werden können, besonders in Fällen, wo andere Methoden aus irgendwelchen Gründen versagen.

Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung lassen sich kurz in folgende Sätze zusammenfassen:

1. Es wird eine neue Definition für den Begriff des Weltbebens gegeben, die sich auf das Auftreten der W_2-, W_3- usw. Wellen stützt.

2. Es werden Formeln aufgestellt, die aus den Zeitpunkten des Einsetzens dieser Wellen im Seismogramm einer einzelnen Beobachtungsstation die Herdentfernung näherungsweise zu berechnen gestatten.

3. Diese Formeln werden angewendet zur Ermittelung des Herdes des Weltbebens vom 26. Juni 1917. Zugleich wird der Nachweis geliefert, daß dieses Beben zum Auftreten von W_4-Wellen Anlaß gegeben hat.

Erdbebenwarte Hohenheim, 9. August 1919.

(Eingegangen 6. Oktober 1919.)

Zwei akustische Vorlesungsversuche.

Von H. Kayser.

Ich möchte zwei Versuche bekannt machen, die ich seit vielen Jahren in meinen Vorlesungen vorgeführt habe, die aber, wie mir scheint, sonst unbekannt sind.

1. Es ist im allgemeinen sehr schwierig, einen musikalisch nicht fein geschulten Hörer einen Kombinationston hören zu lassen. Dies wird aber für den Differenzton sehr leicht, wenn man ihn nicht konstant, sondern variabel macht. Ich benutze zwei kleine Glaspfeifen (je von der Gestalt eines Zerstäubers), die sehr kräftige Töne geben. Die eine Pfeife, welche den höheren Ton gibt, ist offen, die andere gedackt durch einen Stempel, den man in ihr leicht verschieben kann. Bläst man sie gleichzeitig mit dem Mund an, so erklingt dabei der Differenzton, der aber meist nicht aufgefaßt wird. Verschiebt man aber während des Anblasens den Stempel, so daß der tiefere Ton höher wird, die Schwingungszahlen beider Pfeifen sich nähern, so wird der Differenzton immer tiefer. Man hat dann den konstanten Ton der ersten Pfeife, den höher werdenden der zweiten und gleichzeitig den tiefer werdenden Differenzton. Auch vom Ungeübtesten wird im Klange dieser tiefer werdende Ton leicht wahrgenommen.

2. Von den Zinken einer schwingenden Stimmgabel gehen mehrere Wellenzüge aus, durch deren Interferenz in gewissen Richtungen der Ton vernichtet wird; es sind rings um die Gabel vier solche Richtungen vorhanden. Um das zu zeigen, stelle ich einen Resonator für den Gabelton her, indem ich ein Standrohr so weit mit Wasser fülle, daß das freie Stück eine viertel Wellenlänge des Tones beträgt, also gleich der Länge des zur Gabel gehörenden Resonanzkastens ist. Hält man die Zinken der — natürlich vom Resonanzkasten abgeschraubten — schwingenden, horizontalen Gabel über die Öffnung des Rohres, so hört man den Ton sehr deutlich. Dreht man aber die Gabel um ihre Längsachse, so findet man, daß bei einer Umdrehung viermal fast völliges Stillschweigen eintritt, wenn nämlich eine der genannten vier Richtungen in das Rohr gerichtet ist. Hält man die Gabel in einer solchen Lage fest und schiebt über die eine Zinke vorsichtig — so daß die Zinken nicht berührt werden — ein Rohr aus Pappe oder Glas, so wird der Ton viel lauter, da die Wellen der einen Zinke abgeblendet sind, die Interferenz verschwindet. Durch Vorschieben und Zurückziehen des Rohres kann man so den Ton beliebig stärken und schwächen. Ich glaube, daß dies einer der schlagendsten Versuche zur Interferenz ist.

Bonn, Oktober 1919.

(Eingegangen 16. Oktober 1919.)

Über eine neue Entladungsröhre, die den Austritt aller in der Röhre entstehenden Strahlen in die atmosphärische Luft gestattet.

Von W. E. Pauli.

In einer elektrischen Entladungsröhre können bei der gewöhnlichen Konstruktion nur die Röntgenstrahlen durch die Glaswand in die

atmosphärische Luft austreten[1]). P. Lenard[2]) hat bekanntlich durch Einsetzen eines Aluminiumfensters auch den Austritt der Kathodenstrahlen in die atmosphärische Luft ermöglicht; durch eine Verbesserung des „Fensters" der Lenardschen Röhre konnte die austretende Menge der Kathodenstrahlen späterhin erheblich vermehrt werden[3]). Immerhin wird im Aluminiumblättchen ein beträchtlicher Teil der Kathodenstrahlen absorbiert. Es ist ohne weiteres klar, daß für Strahlen mit noch größerer Absorbierbarkeit als die der normalen Kathodenstrahlen eine Entladungsröhre, die auf der Lenardschen Konstruktion beruht, nicht mehr den Austritt in die atmosphärische Luft ermöglichen kann. Aus den verschiedensten Gründen wäre es aber erwünscht, alle in einer Entladungsröhre auftretenden Strahlen ohne wesentliche Absorption außerhalb der Röhre untersuchen zu können (hier kämen also besonders in Frage: sehr weiche Röntgenstrahlen, Kathodenstrahlen geringer Geschwindigkeit und Kanalstrahlen). Die Möglichkeit einer derartigen Konstruktion geben die heutigen ausgezeichneten Rotations-Luftpumpen; freilich ist es nicht möglich, einfach in einer Entladungsröhre als „Fenster" ein sehr kleines Loch zum Durchtritt zu benutzen; selbst bei dauerndem Auspumpen würde das Vakuum bei der heutigen Leistungsfähigkeit der Pumpen nicht hoch genug gebracht werden können, um alle Strahlen zu erzeugen; das Vakuum ist in einem solchen Falle nicht höher als 0,5 bis 1 mm Hg zu bekommen. Bringt man aber vor einer solch kleinen Öffnung O_1 noch einen Raum A an (Fig. 1), der ebenfalls ein sehr kleines Loch

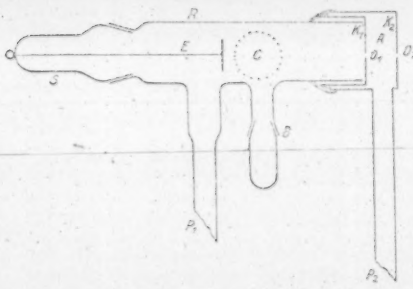


Fig. 1.

1) Aber auch nur unter erheblicher Intensitätsverminderung (ca. 50 Proz.) und bei normalem Härtegrad; bei sehr weichen Strahlen wird der Verlust erheblich größer.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys., 1894.

3) W. E. Pauli, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1910.

enthält (O_2) und der für sich durch Auspumpen bei P_2 auf ein Vakuum von 0,5—1 mm Hg gebracht werden kann, so ist ersichtlich, daß nun bei O_1 nur der ca. tausendste Teil der Luft in R einströmen kann; d. h. aber, daß in R ein genügend hohes Vakuum durch ständiges Evakuieren bei P_1 und P_2 erreicht werden kann, um in R Röntgen-, Kathoden- und Kanalstrahlen entstehen zu lassen. Die Öffnungen O_1 und O_2 liegen genau in der Achse der Röhre R[1]), so daß z. B. ein von der Elektrode E kommender Kathodenstrahl ungehindert durch O_1 nnd O_2 nach außen treten kann. Der die Röhre R abschließende Kopf K_1 und auch der über K_1 geschobene Kopf K_2 sind aus Messing; K_1 und K_2 dienen als Elektrode. Die wahre Entfernung von O_1 bis O_2 ist bei der praktischen Ausführung der Röhre auf ein Minimum (ca. 0,7 mm) gebracht. Man sieht ohne weiteres, daß auf dem sehr beträchtlichen Druckgefälle (760 mm auf ca. 0,7 mm) zwischen O_1 und O_2 die Brauchbarkeit der Röhre beruht; denn man könnte sich auch K_2 wegdenken, dafür an O_1 auf K_1 eine Kapillare angesetzt denken (W. Wien), so würde praktisch bei genügender Enge und zureichender Länge der Kapillaren ebenfalls die durch O_1 einströmende Luftmenge hinreichend klein werden, um bei ständig wirkender Pumpe P_1 ein genügend hohes Vakuum in R zu ergeben. Bei einer derartigen Konstruktion wären aber die Austrittsbedingungen für stark absorbierbare Strahlen ungünstig. Daß die Austrittsbedingungen für die hier beschriebene Röhre günstig sind, läßt sich zeigen, wenn man berechnet, eine wievielmal größere Absorption ein Strahl, z. B. ein Kathodenstrahl, erleidet, wenn er durch die Aluminiumfolie des Lenardschen Fensters tritt, als wenn er aus der hier beschriebenen Röhre austritt. Nimmt man an, daß der Strahl beim Aluminium (Dichte = 2,7) eine Strecke von 0,004 mm und bei der neuen Röhre Luft von 1 mm Hg auf einer Strecke von ca. 1 mm zu durchlaufen hat bis zu seinem Austritt aus der Röhre, so erhält man unter Anwendung des Lenardschen Absorptionsgesetzes das Resultat, daß bei der hier beschriebenen Röhre die Absorption gleich $\frac{1}{7000}$ derjenigen bei der Lenardschen Röhre ist.

Der eigentlich wichtige Teil der Entladungsröhre, der auf die Röhre R aufgesetzte Kopf K_1 mit darübergesetztem Kopf K_2 ist in Fig. 2

1) Die genaue Einstellung von O_1 und O_2 in die Achse von R erscheint bei der Kleinheit der Öffnungen zunächst schwierig; es wird weiter unten gezeigt, daß sie unter Zuhilfenahme eines Kunstgriffes sehr einfach ist.

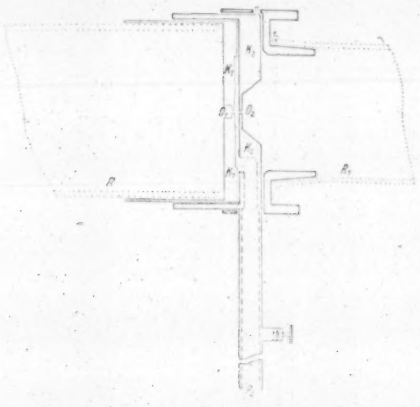


Fig. 2.

genauer wiedergegeben. Auf R sitzt fest und luftdicht aufgekittet K_1 mit der zentralen Bohrung von O_1 (Durchmesser ca. 0,5 mm). Genau auf K_1 passend ist K_2 über K_1 geschoben, die Öffnung O_2 genau in der Achse von R, O_1 gegenüber, ebenfalls ca. 0,5 mm Durchmesser. Über die Öffnungen O_1 und O_2 sind luftdicht aufgekittet kleine Platinbleche (Stärke ca. 0,05 mm), welche die feine Öffnung (Durchmesser ca. 0,01 mm) enthalten, durch die der Strahl austritt. Der Durchmesser der feinen Öffnung im Platinblech richtet sich naturgemäß ganz nach der Leistungsfähigkeit der Pumpen bei P_1 und P_2. Zu den weiter unten mitgeteilten Versuchen standen 2 Hg-Rotationspumpen nach Gaede zur Verfügung; die Vorpumpen waren Ölrotationspumpen. Würde man die Gaedeschen Diffusionspumpen verwenden, so würde jedenfalls schon zu größerer Lochweite geschritten werden können. Eine weitere Möglichkeit, den Durchmesser der Löcher O_1 und O_2 zu vergrößern, besteht darin, daß man nicht einen Raum A (Fig. 1) benutzt, sondern zwei Räume A_1 und A_2, die jeder für sich evakuiert werden. Mit einer derartigen Röhre werden augenblicklich Versuche angestellt, die schon ergeben haben, daß sich die Lochgröße nahezu 100 mal größer machen läßt, so daß also die in einer geraden liegenden Löcher O_1, O_2, O_3 einen Durchmesser von ca. 0,1 mm haben.

Bezüglich der Zusammensetzung der Röhre sei noch folgendes erwähnt: Im Anfang hatten die zum Teil sehr kleinen Dimensionen der Röhrenteile und ihre richtige Zusammenfügung erhebliche experimentelle Schwierigkeiten zur Folge, die sich aber alle mit der Zeit überwinden ließen. Die Öffnungen in den Platinblechen wurden mit Hilfe fein geschliffener Stahlnadeln eingestochen, der „Grat" mit einem scharfen Messer weggenommen. Die Bleche wurden dann mit Hilfe einer Lupe oder eines Mikroskops auf die Messingteile so aufgekittet, daß das feine Loch nach Augenmaß möglichst zentral zu der 0,5-mm-Bohrung des Messingteiles war. Als Kitt wurde „Picein" verwandt. Alsdann wurde K_2 über K_1 geschoben und das Ganze auf R gesetzt. Um jetzt noch die genaue Einstellung der zwei feinen Löcher in die Röhrenachse zu bewerkstelligen, wurde so verfahren: Der Schliffteil S, welcher die Elektrode E enthält, wurde herausgenommen und an seine Stelle ein ganz ähnlicher Schliffteil gesetzt, der jedoch keine Elektrode enthielt, sondern dessen Ende durch eine aufgekittete plan-

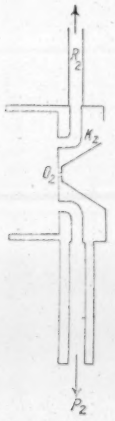


Fig. 3.

parallele Glasscheibe verschlossen war. Die Glasscheibe war mit schwarzem Papier beklebt, das in der Mitte ein kleines Loch L zum Durchvisieren enthielt. Nun wurde die ganze Röhre in ein Stativ gespannt und vor O_2 eine starke Lichtquelle gesetzt. Indem man jetzt durch L nach der Lichtquelle visierte, war es leicht, durch Verdrehung des Kopfes K_1 gegen K_2 die Öffnungen O_1, O_2 und L in eine Gerade zu bringen. Die Stellung, bei welcher man das Aufblitzen des durch O_2, O_1 und L kommenden Lichtstrahles sah, wurde fixiert und die Teile dann luftdicht verkittet.

Um die Größe des Vorvakuums (zwischen K_1 und K_2) messen zu können, wurde in einem zweiten Falle der Teil K_2 so konstruiert, wie

es Fig. 3 zeigt. An R_2 konnte eine kleine Geißlerröhre oder ein Mac Leod gesetzt werden. Das Vakuum in A wurde nach der dem Induktor parallel geschalteten Funkenstrecke gemessen.

In Fig. 2 ist noch eine Glasröhre R_1 gezeichnet, die mit Hilfe eines Bajonettverschlusses auf K_2 gesetzt werden konnte, damit der aus O_2 austretende Strahl bei Gasdrucken beliebiger Größe zu untersuchen war. Späterhin wurde der Bajonettverschluß verlassen und R_1 mittels eines Schliffes auf K_2 gesetzt. R_1 hatte 2 (nicht gezeichnete) seitlich angeschmolzene Glasröhren; die eine führte zur Luftpumpe, die andere zum Manometer.

Über die Erzeugung der verschiedenen Strahlenarten sei noch folgendes mitgeteilt.

A. Röntgenstrahlen:

Zur Erzeugung von Röntgenstrahlen wurde die Röhre in etwas veränderter Weise benutzt: In Fig. 1 ist durch einen Kreis eine seitliche Ansaztstelle C angedeutet, in die durch einen Schliff eine Konkavspiegelelektrode (als Kathode) eingesetzt wurde. Der Brennpunkt des Strahlenbüschels fällt auf die kleine Antikathode, welche in den Schliff B eingesetzt wird. Die Elektrode E ist durch einen „blinden" Schliff ersetzt oder kann als Anode dienen (an Stelle von K_1 und K_2). Da die Metallteile von K_1 und K_2 in der Nähe der Löcher O_1 und O_2 sehr dünn sind, so wird mit Vorteil ein kleiner Bleikonus vor O_2 gesetzt, der eine zentrale, enge Bohrung (ca. 0,5 mm) trägt. Bei außerordentlich weichen Röntgenstrahlen wird auch dieser Bleikonus zu entbehren sein.

B. Kathodenstrahlen:

Bei der Erzeugung von Kathodenstrahlen werden der seitliche Ansatz C sowie B durch blinde Schliffe verschlossen. K_1 und K_2 dienen als Anode, E als Kathode (Fig. 1). Läßt man den Kathodenstrahl durch O_1 und O_2 direkt in die atmosphärische Luft gehen, so sieht man auf einem vor O_2 gehaltenen Leuchtschirm ($ZnS + Cu$) das sehr helle Aufblitzen der durch den feinen Strahl getroffenen Schirmstelle. Um auch photographische Aufnahmen des Strahlverlaufs machen zu können, wurde auf K_2 mittels 3 kleiner Schrauben ein kleiner Metallrahmen aufgeschraubt, an dessen Ende eine Feder saß, die die Platte in der gewünschten Stellung hielt. Zehn Entladungen genügten, um den Verlauf des sehr feinen Strahles auf der Platte zu fixieren. Wegen der Feinheit der Eindrücke eignen sich diese Aufnahmen wenig zur Reproduktion; aus diesem Grunde ist von letzteren hier Abstand genommen.

C. Kanalstrahlen:

Die Entladungsröhre ist ebenso zusammengesetzt wie unter B beschrieben, nur ist K_1 und K Kathode, A Anode. Die Beobachtung von Kanalstrahlen in Gasen größeren Druckes ist bei weitem die schwierigste; die Untersuchungen darüber sind bis heute noch nicht abgeschlossen, doch seien die ersten Ergebnisse hier schon mitgeteilt. Bekanntlich ist die Beobachtung von Kanalstrahlen schon deshalb erschwert, weil sie auf Leuchtschirmen keinen sehr großen Effekt hervorrufen. Es wurde trotzdem versucht, den Verlauf der aus O_2 austretenden Kanalstrahlen mit dem Leuchtschirm zu beobachten; dazu war es nötig, alle störenden Lichterscheinungen sorgfältig abzublenden (Aufleuchten der Röhre selbst, Unterbrechungsfunken usw.). Als Leuchtschirm diente wieder $ZnS + Cu$. Hält man den kleinen Schirm direkt vor O_2, so ist ein schwaches Aufleuchten mit adaptiertem Auge gut zu beobachten; bei einiger Entfernung des Schirmes von O_2 nimmt es aber rasch an Intensität ab und verschwindet völlig, wenn der Schirm mehr als 0,8 mm[1]) von der Öffnung entfernt ist. Kanalstrahlen werden also innerhalb einer Strecke von rund 1 mm in Luft von atmosphärischem Druck so weit absorbiert, daß sie Leuchterscheinungen nicht mehr hervorrufen. (Die Parallelfunkenstrecke war in diesem Falle auf 30 mm, das Vakuum A auf ca. 0,8 mm eingestellt.) Daß Kanalstrahlen innerhalb einer sehr kurzen Strecke in Luft vom Atmosphärendruck absorbiert werden, war zu erwarten. Man kann versuchen, an Hand der verschiedenen „Reichweiten" der α-Strahlen in ihrer Abhängigkeit von der Geschwindigkeit sich herzuleiten, wie groß die „Reichweite" von Kanalstrahlen normaler Geschwindigkeit ungefähr sein müßte; allerdings ist dabei zu berücksichtigen, daß die α-Strahlen aus Helium, die hier untersuchten Kanalstrahlen aus Stickstoff und Sauerstoff bestehen. Immerhin stimmt der gefundene Wert für die Absorptionsstrecke mit dem kurvenmäßig hergeleiteten der Größenordnung nach überein. — Weitere Mitteilungen hierüber sollen folgen.

1) In diesem Falle war die Entfernung des Schirmes von O_2 durch eine besondere Einrichtung auf 0,1 mm genau abzulesen.

(Eingegangen 18. September 1919.)

Gilt das Poiseuillesche Gesetz auch für ein System zusammengesetzter Röhren?

(Aus dem Physiologischen Institut zu Breslau.)

Von Josef Schleier.

Die Frage, ob das Poiseuillesche Gesetz auch für ein System zusammengesetzter Röhren,

insbesondere ein solches gilt, welches vielfach gablig verzweigt ist, wie die Blutbahn der Wirbeltiere, ist für die Erforschung des Blutstromes grundlegend, bis heute aber nicht befriedigend beantwortet. Ich habe daher ein solches System hergestellt und Durchströmungsversuche damit vorgenommen, die schon veröffentlicht sind[1]). Da die Versuche auch für den Physiker nicht ohne Interesse sein, unter dem angegebenen Titel in Pflügers Archiv aber der Beachtung entgehen dürften, gebe ich im folgenden eine kurze Darstellung derselben und verweise bezüglich der Einzelheiten auf die ursprüngliche Arbeit.

Das Röhrensystem besteht aus 126 Gabeln, die durch Gummistücke miteinander verbunden sind. Ein Stammrohr von 0,32 mm Durchmesser teilt sich unter Erweiterung des Gesamtquerschnittes in zwei Äste, diese Teilung wiederholt sich auf der Zuflußseite fünfmal, so daß schließlich eine Auflösung in 64 Äste von 0,28 mm Durchmesser stattfindet. Diese sammeln sich dann in gleicher Weise wieder zu einem Abflußrohr. Die Querschnitte der Abflußseite sind etwa doppelt so groß wie die der Zuflußseite. Der Durchmesser der weitesten, das Ende der Bahn bildenden Röhre beträgt 0,51 mm.

Die Länge der Röhren nimmt vom Anfang nach der Mitte des Systems ab, nach dem Ende in gleicher Weise wieder zu; die größte Länge beträgt 15, die kleinste 2,5 cm.

Die einzelnen Röhren werden durch kurze Gummistücke miteinander verbunden; diese sind für die an dem einen Rande der Bahn liegenden Röhren T-förmig, so daß an den freien Schenkel des T-Stückes ein vertikales Rohr zur Messung des Seitendruckes angeschlossen werden kann.

Die Herstellung des Systems war sehr mühsam, da zur Berechnung der Durchflußmengen nach dem Poiseuilleschen Gesetz die Dimensionen sämtlicher Röhren bekannt sein mußten. Die zu verwendenden Glasröhren wurden durch mikroskopische Messung auf kreisförmigen Querschnitt und durch Verschiebung von Quecksilberfäden auf Gleichförmigkeit des Lumens geprüft. An den brauchbaren Stücken wurde dann der Querschnitt durch Wägung der Quecksilberfäden bestimmt und die Stücke vom Glasbläser zu Gabelröhren tunlichst so verarbeitet, daß an den Verzweigungsstellen weder Auftreibungen noch Verengerungen entstanden.

Zur Durchströmung des Systems wurde destilliertes und mehrfach filtriertes Wasser verwendet. Als treibende Kraft diente komprimierte Luft (130 cm Wasser Überdruck). Nach sorgfältiger, luftfreier Füllung des ganzen Systems wurde die Durchströmung in Gang gebracht. Der eigentliche Versuch begann, wenn in allen Druckmessern Konstanz eingetreten war. Die vorbereitende Durchströmung nahm mehrere Stunden in Anspruch.

Neben dem Gefälle wurde auch die Durchflußmenge experimentell bestimmt, da ihre Größe zur theoretischen Berechnung des Gefälles bekannt sein muß. Die ausgeflossenen Mengen wurden mit Hilfe einer besonderen Vorrichtung gesammelt und durch Wägung bestimmt. Die Durchströmungszeit, die sich über eine Viertelstunde erstreckte, wurde mittels einer Stoppuhr festgestellt.

Zur Prüfung der Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes wurde das Gefälle aus den Dimensionen der Röhren, der Viskosität der Flüssigkeit und der im Versuch gemessenen Durchflußmenge berechnet und mit dem experimentell festgestellten verglichen.

Ergebnis: In einer Reihe untereinander fast übereinstimmender Versuche war das berechnete Gefälle um nicht ganz 7 Proz. kleiner als das experimentell bestimmte. Um bei dieser Differenz die Gültigkeit des Gesetzes anzuerkennen oder abzulehnen, müssen wir Richtung und Größe der Abweichung in Betracht ziehen. Theoretisch ist eine Abweichung in der beobachteten Richtung zu erwarten, da durch die Gummiverbindungen und die Unvollkommenheiten der Verschmelzung der Röhren zu Gabeln, Störungen der laminaren Strömung der Flüssigkeit entstehen müssen, die mit einem Verbrauch von Energie verbunden sind; ferner wurde eine wenn auch geringe Verlängerung der Bahn dadurch hervorgerufen, daß die einzelnen Röhren sich nicht vollkommen berührten. Auch die Größe der Abweichung läßt sich mit der Annahme der Gültigkeit des Gesetzes wohl vereinigen, wenn man bedenkt, daß das System aus 378 Röhren besteht und die Fehler in der Bestimmung der Dimensionen der einzelnen Röhren sich summieren.

Der Unterschied zwischen dem im Versuch beobachteten und dem theoretisch berechneten Gefälle läßt sich also ungezwungen auf die bei der Herstellung und Ausmessung des Systems nicht zu vermeidenden Fehler zurückführen. Damit ist der Schluß berechtigt, daß das Poiseuillesche Gesetz auch auf ein vielfach gablig verzweigtes System von Röhren übertragen werden darf.

(Eingegangen 8. Oktober 1919.)

1) J. Schleier, Der Energieverbrauch in der Blutbahn. Pflügers Arch. 173, 172, 1918.

Einfluß der Temperatur auf Stellung und Intensität der Stufengitterlinien.

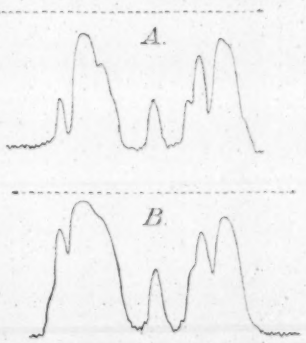
Von P. H. v. Cittert und H. C. Burger.

Beim Experimentieren mit einem Stufengitter beobachteten wir eine auffällige Veränderung der relativen Intensität im Spektrum der grünen Quecksilberlinie ($\lambda = 5461$ Å.). Da wir diese Veränderung einer mangelhaften Festigkeit der Anordnung zuschrieben, wurde das Gitter und das Kollimator-, bzw. Fernrohr sehr fest auf einen schweren eisernen Balken montiert, aber dennoch beobachteten wir wieder eine allmähliche Veränderung der Intensität. Wir glaubten deshalb berechtigt zu sein, eine Einwirkung der Temperatur auf das vom Stufengitter entworfene Spektrum anzunehmen und haben dies in folgender Weise bestätigt gefunden.

Bei einer Temperatur von 20,5° C photographierten wir das Spektrum und exponierten 20 Minuten. Am Ende der Exposition war die Temperatur bis zu 20,6° C gestiegen. Gleich darauf wurde, ohne etwas an der Aufstellung zu ändern, die Temperatur bis zu 22,5° C erhöht, und wurde wieder 20 Minuten exponiert. Während dieser letzten Exposition erniedrigte sich die Temperatur um 0,5° C. Der Verlauf der Durchlässigkeit der photographischen Platte im Gebiete der Spektrallinie wurde mit einem Mikrophotometer registriert (siehe Figur). Eine Erhöhung bezeichnet eine schwarze Stelle; die gestrichelte Linie stellt die Nullinie dar. Diese Linie würde erreicht werden an den Stellen der Platte, welche vollkommen schwarz wären.

Die Hauptlinie der Quecksilberlinie ist zwar doppelt, erscheint aber in der Figur einfach, da sie von unserem Gitter nicht aufgelöst worden ist. Sie erscheint in jeder Kurve zweimal in aufeinanderfolgenden Ordnungen. Zwischen diesen zwei Bildern der Hauptlinie sieht man die Trabanten. Die Kurven A und B sind das Ergebnis der Versuche bei niedriger bzw. höherer Temperatur. Während bei A die beiden Ordnungen der Hauptlinie fast gleich schwarz sind (maximale Schwärzung 0,78 und 0,76) ist bei B die eine Ordnung entschieden viel schwärzer als die andere (maximale Schwärzung 1,34 und 0,79), was einem großen Unterschied zwischen den Intensitäten entspricht.

Überdies gibt es noch einen sehr auffälligen Unterschied zwischen A und B. In Fig. B sind die Kontraste der Linien und Trabanten unter sich viel verschwommener als in A. Dies ist ganz selbstverständlich. Die Temperatur wird nicht nur die Intensität, sondern auch die



Stellung der Linien beeinflussen. Wenn sich während der Exposition die Temperatur verändert, kann man infolge der Ausdehnung des Gitters eine Verschiebung der Linien und deshalb eine Unschärfe erwarten. Da bei A die Temperatur 0,1°, bei B 0,5° gestiegen ist, so ist es leicht verständlich, daß A schärfer ist als B.

Wir meinen also behaupten zu dürfen, daß eine Temperaturveränderung von nur einigen Zehnteln von Graden auf die Stelle und die Intensität der mit einem Stufengitter gebildeten Linien einen ganz merklichen Einfluß hat.

Utrecht, Institut für theoretische Physik.

(Eingegangen 8. Oktober 1919.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Metallographie [1]).

Von Rudolf Ruer.

(Fortsetzung.)

§ 3.

Zweistoffsysteme.

Gegenseitige Löslichkeit und Aggregatzustand.

Die Fähigkeit zweier Substanzen, sich gegenseitig zu lösen, ist in ausgesprochenem Maße von ihrem Aggregatzustande abhängig.

Gase sind bekanntlich in allen Verhältnissen miteinander mischbar.

Beim flüssigen Zustande hat man zwei Fälle zu unterscheiden, indem zwei Flüssigkeiten

1) Diese zusammenfassende Bearbeitung ist die Fortsetzung einer diese Zeitschr. **20**, 71, 1919 abgebrochenen Artikelserie, deren weiteres Erscheinen damals unmöglich war infolge der durch die Besetzung von Aachen hervorgerufenen Schwierigkeiten in der Postverbindung.

entweder vollkommen miteinander mischbar sind, wie Alkohol und Wasser und die Mehrzahl der geschmolzenen Metalle, oder sich gegenseitig in beschränktem Maße lösen, wie Wasser und Äther. In letzterem Falle sondern sich die beiden Flüssigkeiten nach genügend langer Zeit in zwei Schichten nach ihrem spezifischen Gewichte. Im Gleichgewichtszustand hat natürlich jede Flüssigkeit von der anderen bis zur Sättigung gelöst.

Im kristallisierten Zustande hat die Fähigkeit der Stoffe, sich miteinander zu mischen, noch weiter abgenommen. Trotzdem sind auch hier eine ganze Reihe von Körpern bekannt, die sich im kristallisierten Zustande gegenseitig in jedem beliebigen Verhältnisse lösen können, oder die, wie man sagt, eine lückenlose Reihe von Mischkristallen bilden; als Beispiel hierfür seien Silber und Gold angeführt. Weit häufiger ist jedoch der Fall der beschränkten Mischbarkeit. Ist die gegenseitige Mischbarkeit zweier Stoffe so gering, daß sie sich der Beobachtung entzieht, so spricht man von „vollständiger Nichtmischbarkeit", wenngleich dieser Fall theoretisch nur als Grenzfall einer äußerst geringen Mischbarkeit anzusehen ist (d. Zeitschr. **20**, 67, 1919).

Der verschiedene Grad der Mischbarkeit der Komponenten im flüssigen und kristallisierten Zustande liefert ein Mittel zur Einteilung der Zweistoffsysteme.

I. Es herrscht vollkommene Mischbarkeit im flüssigen, vollständige Nichtmischbarkeit im kristallisierten Zustande.

Gesetz der Gefrierpunktserniedrigung.

Sind zwei Stoffe im flüssigen Zustande mischbar, im kristallisierten Zustande nicht mischbar, so muß bei der Kristallisation des flüssigen Gemisches eine Entmischung stattfinden. Diese Entmischung geht im allgemeinen so vor sich, daß zunächst einer der Stoffe im reinen Zustande aus der Mischung auskristallisiert. Welcher der beiden Stoffe dieses ist, hängt vom Mischungsverhältnisse ab. So beobachtet man, daß der bei der Erstarrung einer verdünnten wäßrigen Kochsalzlösung zuerst auskristallisierende Bestandteil aus reinem Eis besteht, während sich aus einer hinreichend konzentrierten Lösung zuerst Salz ausscheidet. Im ersten Falle verliert die Lösung durch Ausscheidung des Eises Wasser, sie wird konzentrierter; im zweiten Falle wird sie durch die Ausscheidung des Salzes verdünnter. In beiden Fällen erleidet also die flüssige Phase durch den mit einer Änderung des Wärmeinhalts des Systems verknüpften Kristallisationsvorgang eine Änderung ihrer Zusammensetzung, das hier bestehende Gleichgewicht ist ein unvollständiges (d. Zeitschr. **20**, 67, 1919). Daher kann der Kristallisationsvorgang nicht bei konstanter Temperatur stattfinden. Wir beschränken uns auf die Betrachtung einer verdünnten Kochsalzlösung, die bei der Erstarrung zunächst Eis ausscheidet und sich dadurch an Salz anreichert. Sie sei bei irgend einer Temperatur t_1 mit Eis im Gleichgewichte. Hält man die Temperatur t_1 des Systems konstant, etwa indem man es in ein großes Reservoir von gleicher Temperatur einsetzt, so kann weitere Ausscheidung von Eis nicht stattfinden, da hierdurch eine Änderung des Salzgehalts der Lösung herbeigeführt würde. Es fragt sich, ob zwecks Herbeiführung weiterer Eisausscheidung die Temperatur des Systems erhöht oder erniedrigt werden muß. Da nach van't Hoff (d. Ztschr. **20**, 66, 1919) in einem im Gleichgewichte befindlichen Systeme Wärmezufuhr nur solche Vorgänge hervorrufen kann, die Wärme verbrauchen, und Wärmeentziehung nur solche, die Wärme liefern, so wird dieses davon abhängen, ob die Ausscheidung des Eises aus der Salzlösung Wärme verbraucht oder liefert. Bekanntlich ist das letztere der Fall. Wir müssen also dem System Gelegenheit zur Wärmeabgabe geben und wollen es zu dem Zwecke in ein großes Reservoir von der ein wenig unterhalb t_1 liegenden Temperatur t_2 einsetzen. Die dadurch ermöglichte Eisausscheidung kann aber auch nur so lange stattfinden, bis sich das der Temperatur t_2 entsprechende unvollständige Gleichgewicht eingestellt hat. Dann bedarf es zum Zwecke weiterer Eisausscheidung einer weiteren Temperaturerniedrigung. Wir erkennen danach, daß im vorliegenden Falle, in welchem die Eisausscheidung nicht bei konstanter Temperatur stattfindet, die Temperatur, bei der die zurückbleibende Lösung weiteres Eis ausscheidet, durch das Fortschreiten des Kristallisationsprozesses immer weiter sinkt. Sofern wir nun — und für die hier in Betracht kommenden Fälle trifft dies ohne Ausnahme zu — annehmen, daß die Ausscheidung von Kristallen aus einer Flüssigkeit stets Wärme liefert, können wir ganz allgemein sagen:

Sofern eine Lösung nicht bei konstanter Temperatur kristallisiert, muß ihre Erstarrungstemperatur durch fortgesetzte Kristallausscheidung sinken.

Unter Erstarrungstemperatur oder Erstarrungspunkt oder Gefrierpunkt verstehen wir die

Temperatur des Beginnes der Kristallisation. Sie ist identisch mit der des Endes der Schmelzung und wird daher auch als Schmelztemperatur oder Schmelzpunkt bezeichnet.

Kehren wir wieder zum speziellen Falle der gefrierenden verdünnten Kochsalzlösung zurück. Sie wird durch die fortschreitende Ausscheidung reinen Eises immer konzentrierter, gleichzeitig sinkt ihre Erstarrungstemperatur. Hierbei ist es gleichgültig, wie verdünnt die Anfangslösung war, da das sich ausscheidende Eis kein Kochsalz gelöst enthält. Die Erstarrungstemperatur einer verdünnten, also bei der Erstarrung Eis ausscheidenden Kochsalzlösung sinkt also mit zunehmendem Kochsalzgehalt, und zwar von Anfang an. Wir können dieses Resultat auch so aussprechen, daß der Gefrierpunkt des Wassers durch Zusatz von Kochsalz erniedrigt wird, und zwar, solange zuerst nur Eis ausfriert, um so stärker, je größer der Salzzusatz ist. Dieses für den speziellen Fall einer verdünnten Kochsalzlösung hergeleitete Resultat ist offenbar von allgemeiner Gültigkeit. Wir wollen es in folgender Weise aussprechen:

Die Erstarrungstemperatur eines Stoffes *A* wird durch Zusatz eines zweiten Stoffes *B*, den er nur im flüssigen, nicht aber im kristallisierten Zustande zu lösen vermag, erniedrigt. Diese Erniedrigung wächst mit steigendem Zusatze von *B*, solange aus der Schmelze zuerst nur *A* auskristallisiert.

Dieser Satz wird als das Gesetz der Gefrierpunkts- oder Schmelzpunktserniedrigung bezeichnet.

Mengenverhältnis beim Zerfall in zwei Phasen.

(Die Hebelbeziehung.)

Zur Veranschaulichung der bei der Abkühlung stattfindenden Vorgänge benutzen wir die graphische Darstellung. Die beiden Komponenten unseres Systems seien mit *A* und *B* bezeichnet. Zur Angabe der Zusammensetzung der aus *A* und *B* herstellbaren Gemische diene die Gewichtsmenge von *B*, bezogen auf das Gesamtgewicht 100, d. h. die Konzentration in Gewichtsprozenten *B*. Wir tragen sie, von links nach rechts fortschreitend, auf der Abszissenachse (Fig. 7), der sog. Konzentrationsachse, auf. Durch Angabe der Konzentration in Gewichtsprozenten *B* ist natürlich auch der Gehalt an *A* bestimmt, insbesondere bedeutet die Konzentration o reines *A*, die Konzentration 100 reines *B*. Die Ordinatenachse dient als Temperaturachse. Wir tragen auf ihr von unten nach oben fortschreitend die Temperatur in Celsiusgraden auf. (Der Übersichtlichkeit wegen errichtet man die Temperaturachse gewöhnlich in den beiden Endpunkten der Konzentrationsachse.)

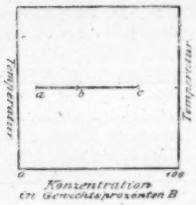


Fig. 7.

Die ganze von den Koordinatenachsen umschlossene Ebene wird als Konzentrations-Temperaturebene bezeichnet. Jedem ihrer Punkte entspricht eine Mischung aus *A* und *B* bestimmter Konzentration und bestimmter Temperatur.

Wir nehmen nun an, die Mischung *b*, welche die Konzentration *b* und die Temperatur *t* haben möge, sei bei dieser Temperatur in homogenem Zustande nicht existenzfähig, sondern habe sich in zwei Phasen von den bzw. Konzentrationen *a* und *c* gespalten. Es ist das Mengenverhältnis dieser beiden Phasen $\frac{M_a}{M_c}$ zu ermitteln.

Angenommen, die Gesamtmenge von *b* betrage 100 g, sie habe sich in *x* g der Phase *a* und $(100-x)$ g der Phase *c* gespalten.

Von den *b* g des Stoffes *B*, die in 100 g der Mischung *b* enthalten sind, entfallen

$\frac{x}{100} a$ g auf die Phase von der Konzentration *a* und

$\frac{100-x}{100} c$ g auf die Phase von der Konzentration *c*.

Daher ist

$$\frac{x}{100} a + \frac{100-x}{100} c = b,$$

woraus sich

$$x = 100 \frac{c-b}{c-a}$$

und

$$\frac{M_a}{M_c} = \frac{x}{100-x} = \frac{c-b}{b-a} = \frac{bc}{ab}$$

ergibt, da in der graphischen Darstellung, Fig. 7, die Konzentrationsdifferenz $c-b$ gleich der Strecke bc, $b-a$ gleich der Strecke ab ist.

Betrachten wir abc als ungleicharmigen Hebel mit dem Stützpunkte in *b* und denken

uns an den Endpunkten a und c die bzw. Massen M_a und M_c aufgehängt, so lautet bekanntlich die Gleichgewichtsbedingung

$$M_a \cdot a\,b = M_c \cdot b\,c.$$

In diesem Verhältnis hat sich also die Spaltung der Mischung b vollzogen. Daher wollen wir die durch obige Gleichung ausgedrückte Beziehung „Hebelbeziehung" nennen. Sie liefert natürlich auch die Lösung der umgekehrten Aufgabe, daß die Konzentration b einer homogenen Lösung ermittelt werden soll, welche durch Vermischen zweier Konzentrationen a und c bei gegebenem Mengenverhältnisse $\frac{M_a}{M_c}$ entsteht. Nach obigem ergibt sich b als Schwerpunkt der beiden in a und c befindlichen Massen.

A. Polymorphe Umwandlungen finden nicht statt, die Komponenten bilden keine chemische Verbindung miteinander.

Gesetzt, wir haben zwei Stoffe A und B, die der Einfachheit halber Elemente sein sollen. Ihre bzw. Schmelzpunkte in Celsiusgraden wollen wir ebenfalls mit A und B bezeichnen. Unsere Voraussetzungen sind, daß die beiden Elemente im flüssigen Zustande vollständige, im kristallisierten Zustande keine Mischbarkeit miteinander besitzen sollen, daß sie keine polymorphe Umwandlung zeigen, und daß zwischen ihnen eine Verbindung nicht existiert. Die in diesem Falle bei der Abkühlung der geschmolzenen Mischungen auftretenden Vorgänge sind in Fig. 8a, dem sog. Schmelz- oder Erstarrungsdiagramm, graphisch dargestellt. Die Abszissenachse dient als Konzentrationsachse, die Ordinatenachse als Temperaturachse (s. S. 18).

Lösen wir in einer großen Menge von geschmolzenem A eine geringe Menge von B und lassen die Schmelze kristallisieren, so kristallisiert A, und zwar, wegen der Nichtmischbarkeit in kristallisiertem Zustande, reines A aus. Hierdurch wächst der B-Gehalt der Schmelze, das bestehende Gleichgewicht ist also ein unvollständiges. Nach dem Gesetze der Gefrierpunktserniedrigung beginnt die A-Ausscheidung erst unterhalb des Schmelzpunktes von reinem A, und ferner bei einer um so niedrigeren Temperatur, je größer der Zusatz von B ist. Wenn wir also in unser Koordinatensystem die Temperaturen der beginnenden Ausscheidung von A aus einer A und B enthaltenden Schmelze für verschiedene Konzentrationen eintragen und diese Punkte durch einen kontinuierlichen Linienzug verbinden, so erhalten wir eine Kurve, über die wir nach obigem aus-

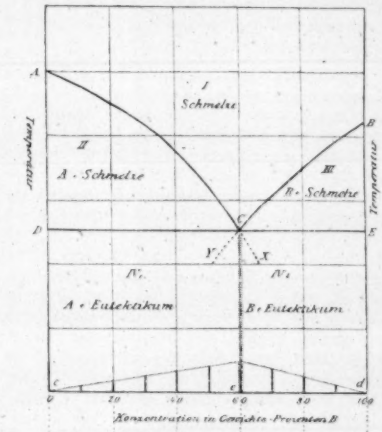


Fig. 8a

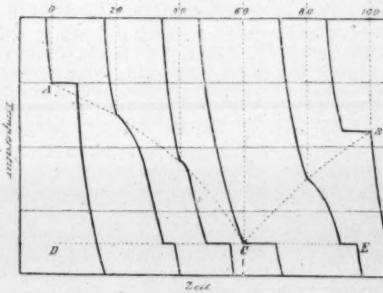


Fig. 8b.

sagen können, daß sie mit wachsender Konzentration von B zu tieferen Temperaturen geht. Diese Kurve sei AX.

A und B sind die zwei unabhängigen Bestandteile des Systems und als solche vollkommen gleichberechtigt. Nach dem Gesetze der Gefrierpunktserniedrigung wird auch der Schmelzpunkt von B durch Zusatz von A erniedrigt. Lösen wir also in einer großen Menge von geschmolzenem B wenig A und lassen die Schmelze kristallisieren, so scheidet sich reines B aus, und zwar ebenfalls bei einer um so tiefer unter dem Schmelzpunkt von reinem B liegenden Temperatur, je größer der Zusatz von A ist. Die Kurve BY, die die Temperaturen der beginnenden Ausscheidung von B aus A und B enthaltenden Schmelzen verschiedener Konzentrationen miteinander verbindet, muß da-

her mit wachsender Konzentration von A, d. i. abnehmender Konzentration von B, zu tieferen Temperaturen gehen.

Die beiden Kurven AX und BY, auf denen in jedem Punkte eine Kristallart, A oder B, im Gleichgewichte mit einer Schmelze ist, schneiden sich in irgend einem Punkte C des Konzentrations-Temperaturdiagramms, der jedenfalls tiefer liegt, als die Schmelzpunkte der beiden Komponenten. In diesem Schnittpunkte, als einem beiden Kurven angehörenden Punkte, müssen beide Kristallarten, A und B, im Gleichgewichte mit der Schmelze sein. Der Punkt C ist als Schnittpunkt der beiden Kurven AX und BY eindeutig bestimmt, d. h. es existiert nur eine einzige Konzentration und eine einzige Temperatur, bei der eine aus A und B bestehende Schmelze gleichzeitig mit Kristallen von A und B im Gleichgewichte ist. Daher muß eine Schmelze von der Konzentration C bei konstanter, dem Punkte C entsprechender Temperatur vollständig zu einem Gemenge der beiden Kristallarten A und B erstarren. Wir haben demgemäß ein vollständiges Gleichgewicht vor uns. Bei der Kristallisation vermehrt sich die Menge der beiden Kristallarten und vermindert sich die Menge der Schmelze, aber keine der Phasen ändert ihre Zusammensetzung. Zu dem gleichen Resultate führt ohne weiteres die Phasenregel, die für ein vollständiges Gleichgewicht in einem Zweistoffsystem die Anwesenheit dreier Phasen verlangt. Der Punkt C wird als eutektischer Punkt, die seiner Konzentration entsprechende Mischung als eutektisches Gemisch oder kurzweg als Eutektikum bezeichnet. Der Punkt C stellt den bei niedrigster Temperatur liegenden Punkt des stabilen Teiles der Kurven AX und BY dar. Gleichgewichtszustand vorausgesetzt ist also die Existenz eines auch nur teilweise flüssigen Gemisches aus A und B bei tieferer Temperatur, als C entspricht, nicht möglich. Die punktierten Stücke CX und CY entsprechen unterkühlten, also instabilen Zuständen.

Fig. 8b zeigt, wie sich die einzelnen Konzentrationen bei der Abkühlung verhalten und läßt daher umgekehrt erkennen, wie das Schmelzdiagramm durch Aneinanderfügung der Aussagen der einzelnen Versuche entsteht. Die erste Kurve stellt das Verhalten von geschmolzenem reinem A (= Konzentration 0) bei der Abkühlung in Form einer idealisierten Abkühlungskurve graphisch dar, wobei die Zeit als Abszisse, die Temperatur als Ordinate aufgetragen ist. Die bei konstanter Temperatur stattfindende Erstarrung gibt sich auf der Abkühlungskurve durch einen Haltepunkt (d. Zeitschr. 20, 70, 1919) zu erkennen.

Die zweite Kurve stellt das Verhalten einer geschmolzenen Mischung aus 80 Proz. A und 20 Proz. B (Konzentration 20) bei der Abkühlung dar. Die Kristallisation beginnt bei einer unterhalb des Schmelzpunktes von reinem A liegenden Temperatur und schreitet unter beständigem Sinken der Temperatur fort, da die Schmelze sich infolge der Ausscheidung von reinem A beständig an B anreichert. Dies dauert so lange, bis die Schmelze die Konzentration des eutektischen Punktes C erreicht hat, worauf der Rest bei konstanter Temperatur kristallisiert. Die bei der Kristallisation von A frei werdende Wärme bewirkt eine Verringerung der Abkühlungsgeschwindigkeit, so daß sich der Beginn der Ausscheidung von A auf der Abkühlungskurve durch einen Knick zu erkennen gibt, während der bei konstanter Temperatur stattfindenden eutektischen Kristallisation ein Haltepunkt entspricht.

Die dritte Kurve stellt die Abkühlung einer Mischung mit 40 Proz. B, die vierte einer solchen mit 60 Proz. B dar. Letztere entspricht der Konzentration des reinen Eutektikums und zeigt nur einen Haltepunkt, wie bei einem reinen Stoffe.

Die fünfte Kurve stellt das Verhalten der Konzentration 80 dar. Ihr Verlauf ist dem Verlauf der Abkühlungskurven der Konzentrationen 20 und 40 ganz analog, jedoch entspricht hier der durch den Knick angezeigte Kristallisationsbeginn nicht der Ausscheidung von A, sondern von B.

Die sechste Kurve endlich stellt die Abkühlung der Konzentration 100, d. h. von reinem B dar und zeigt demgemäß nur einen Haltepunkt.

Eutektische Haltepunkte finden sich danach bei allen Konzentrationen mit Ausnahme der reinen Stoffe. Dies ist im Schmelzdiagramm Fig. 8a durch die das ganze Diagramm durchziehende eutektische Horizontale DCE ausgedrückt. Bei den in Fig. 8b dargestellten Abkühlungskurven ist angenommen, daß die Abkühlung stets bei gleicher Substanzmenge und unter gleichen Bedingungen erfolgt ist. In diesem Falle entspricht die Dauer der eutektischen Haltepunkte der Menge des kristallisierenden Eutektikums und ist demgemäß, wie die Anwendung der Hebelbeziehung (s. S. 18) ohne weiteres ergibt, zwischen den Konzentrationen 0 und C eine lineare Funktion des B-Gehaltes, zwischen C und 100 eine lineare Funktion des A-Gehaltes der Schmelze. Nach Tam-

mann[1]) bietet die Beobachtung der Länge der Haltezeiten ein außerordentlich wichtiges Hilfsmittel für die Ausarbeitung des Schmelzdiagramms. Aus diesem Grunde sind im Schmelzdiagramm, Fig. 8a, auf der Konzentrationsachse als Grundlinie Senkrechte errichtet, deren Längen den unter obiger Voraussetzung ermittelten eutektischen Zeiten proportional sind. Die Verbindungslinie der Endpunkte dieser Senkrechten liefert zwei gerade Linien, die sich bei der Konzentration C untereinander und welche die Grundlinie bei den Konzentrationen o und 100 schneiden.

Die Kurve unvollständigen Gleichgewichts ACB, welche die Temperatur des Beginns der Ausscheidung einer Kristallart in Abhängigkeit von der Konzentration der Schmelze darstellt, wird als Schmelzkurve bezeichnet. Sie besteht aus den beiden Ästen AC und BC, die durch den Punkt C, in dem eine plötzliche Richtungsänderung der Schmelzkurve stattfindet, voneinander getrennt sind. Längs des Kurvenastes AC scheidet sich die Kristallart A, längs des Kurvenastes BC die Kristallart B aus der kristallisierenden Schmelze aus. Auf der eutektischen Horizontalen DE herrscht vollständiges Gleichgewicht zwischen den beiden Kristallarten A und B und der Schmelze von der Zusammensetzung C.

Das Schmelzdiagramm wird durch die Schmelzkurve und die eutektische Horizontale in vier Zustandsfelder geteilt:

Das Zustandsfeld I oberhalb der Schmelzkurve ACB ist das Gebiet des vollständig Flüssigen oder auch das Gebiet der Schmelze, wie man kurzweg sagt.

Im Zustandsfeld II, dargestellt durch das Dreieck ACD, befindet sich die längs des Kurvenastes AC (wie wir zur Beschreibung der Konzentrationsänderung der Schmelze bei fallender Temperatur kurz sagen wollen) ausgeschiedene Kristallart A im Gleichgewichte mit der Schmelze. Die Frage nach der Menge der ausgeschiedenen Kristallart A und der Menge der damit im Gleichgewichte befindlichen Schmelze für einen beliebigen Punkt innerhalb dieses Zustandsfeldes wird durch die Hebelbeziehung (s. S. 18) beantwortet.

Im Zustandsfelde III, dargestellt durch das Dreieck BCE, befindet sich die längs des Kurvenastes BC ausgeschiedene Kristallart B im Gleichgewichte mit der Schmelze.

1) Tammann, Über die Ermittelung der Zusammensetzung chemischer Verbindungen ohne Hilfe der Analyse. Zeitschr. f. anorgan. Chem. 37, 303, 1903; Die Anwendung der thermischen Analyse in abnormen Fällen, Zeitschr. f. anorgan. Chem. 45, 24, 1905; Über die Anwendung der thermischen Analyse III, Zeitschr. f. anorgan. Chem. 47, 289, 1905.

Das Zustandsfeld IV unterhalb der eutektischen Geraden DE ist das Gebiet des vollständig Kristallisierten und enthält die beiden Kristallarten A und B. Wegen der weiter unten zu besprechenden Struktur der vollständig erstarrten Legierungen ist dieses Gebiet durch eine durch C gehende, der Temperaturachse parallele, durchstrichene Linie Ce in zwei Teile, nämlich IV_1 und IV_2, geteilt. Bei metallographischen Untersuchungen wird nämlich das Eutektikum als ein einheitlicher Gefügebestandteil betrachtet. In der Tat bietet es dem Auge bei nicht zu starker Vergrößerung im allgemeinen den Anblick eines völlig homogenen Gebildes. Erst bei entsprechend starker Vergrößerung erkennt man, daß es aus zwei verschiedenen Kristallarten besteht, die häufig in Form feiner Lamellen, oft auch in Form kleiner, unregelmäßiger Körner nebeneinander angeordnet sind. Nun hat sich auf der A-reichen Seite, also bei Konzentrationen zwischen o und C, zuerst reines A ausgeschieden, und zwar so lange, bis die Schmelze sich an B bis zur Konzentration C, bei der vollkommene eutektische Kristallisation stattfindet, angereichert hatte. Demgemäß müssen in erstarrten Schmelzen des Gebiets IV_1 primär ausgeschiedene Kristalle von A vorhanden sein, welche in das zuletzt erstarrte Eutektikum eingebettet sind. Das Gebiet IV_1 ist daher als das Gebiet der Kristallart A und des Eutektikums bezeichnet, im Gegensatze zu IV_2, dem Gebiete der Kristallart B und des Eutektikums.

Nach Obigem hat das Schmelzdiagramm eines binären Systems, dessen Komponenten sich im flüssigen Zustande vollständig, im kristallisierten Zustande nicht mischen, keine polymorphe Umwandlung erleiden und beim Zusammenschmelzen keine chemische Verbindung miteinander eingehen, folgende Eigenschaften:

1. Die Schmelzkurve besteht aus nur zwei Ästen AC und BC.

2. Es findet sich nur eine eutektische Horizontale, die durch den Schnittpunkt C der beiden Äste der Schmelzkurve geht.

3. Die eutektische Horizontale durchschneidet das ganze Diagramm, endet also erst bei den Konzentrationen o und 100 (den reinen Stoffen).

Die Betrachtung der anderen Fälle des Verhaltens zweier Stoffe zueinander ergibt, daß ein solches Schmelzdiagramm nur für Zweistoffsysteme Gültigkeit haben kann, deren Komponenten das oben angegebene Verhalten zueinander zeigen. Ergibt daher die thermische Analyse eines binären Systems ein Schmelzdiagramm mit den oben unter 1, 2 und 3

angegebenen Eigenschaften, so kann man umgekehrt folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Komponenten zeigen im flüssigen Zustande vollkommene, im kristallisierten Zustande keine Mischbarkeit.

2. Sie zeigen keine polymorphe Umwandlung, wenigstens keine, die mit genügender Wärmetönung verbunden ist, um sie unter den gegebenen Bedingungen nachweisen zu können.

3. Die Komponenten gehen beim Zusammenschmelzen bei der betreffenden Temperatur keine chemische Verbindung miteinander ein.

Eine Kontrolle der Aussagen des Schmelzdiagramms liefert die mikroskopische Untersuchung des Gefüges der erstarrten Reguli. Sie geschieht in der Weise, daß man die erstarrten Reguli anschleift und die geschliffenen Flächen auf Spiegelglanz poliert. Zuweilen lassen sich schon ohne weiteres aus dem Aussehen der polierten Schliffe Schlüsse ziehen, beispielsweise, wenn sich die einzelnen Gefügebestandteile durch ihre Farbe unterscheiden. Gewöhnlich ist eine weitere Behandlung, welche auf dem verschiedenen chemischen Verhalten der einzelnen Bestandteile, wie ihrer verschiedenen Widerstandsfähigkeit gegen Reagenzien (Ätzen), ihrer verschiedenen Oxydationsfähigkeit an atmosphärischer Luft bei gewöhnlicher Temperatur (Anlaufenlassen) oder beim Erhitzen (Anlassen) beruht, notwendig. Die Beobachtung kann selten mit bloßem Auge geschehen. Meistens bedarf man dazu eines geeigneten Mikroskops.

Wir wollen nun annehmen, wir hätten als *A* und *B* zwei Metalle gewählt, die sich gegen ein bestimmtes Ätzmittel verschieden verhalten, so daß *A* seiner Einwirkung widersteht, während *B* von ihm stark angegriffen wird. Die angeschliffenen, auf Spiegelglanz polierten und dann mit dem Ätzmittel behandelten Reguli sollen mittels senkrecht auf sie auffallenden Lichtes beleuchtet und durch ein Mikroskop mit ebenfalls senkrecht zum Schliff gestellter Achse beobachtet werden, was sich mit Hilfe eines sog. Vertikal-Illuminators bewerkstelligen läßt. Die nicht angegriffenen Teile des Schliffes, welche ihre glatte spiegelnde Oberfläche beibehalten haben, erscheinen dann hell, die angegriffenen Teile haben ihr Reflexionsvermögen verloren und erscheinen dunkel.

Fig. 9a soll einen so behandelten Schliff darstellen, der aus reinem *A* besteht. Er darf natürlich nur einen Gefügebestandteil enthalten. Die ebene Umgrenzung der nicht angegriffenen und daher hell erscheinenden Oberfläche polyeder stellt sich in der Schliffebene als ein Netzwerk von dunklen, geraden Linien dar.

Fig. 9f stellt einen in derselben Weise geätzten Schliff von reinem *B* dar. Gemäß der angenommenen geringeren Widerstandfähigkeit von *B* gegen das Ätzmittel erscheint der Schliff dunkel. Die auch hier erkennbare Struktur des Schliffes läßt Kristallpolygone mit abgerundeten Ecken erkennen.

Fig. 9d stellt einen Schliff mit 60 Proz. *B* dar. Bei dieser Konzentration erstarrt die Legierung, wie aus unserem Diagramm (Fig. 8a) ersichtlich ist, vollkommen bei der eutektischen Temperatur. Wir haben also hier, wie man sich auch ausdrückt, das reine Eutektikum vor uns, von dem wir in diesem Falle annehmen, daß es das schon erwähnte typische lamellare Gefüge zeigt. Wir sehen daher, nebeneinander angeordnet, bei der Ätzung hell gebliebene Streifen von *A* und dunkel geätzte Streifen von *B*.

Fig. 9b stellt einen Schliff mit 20 Proz. *B* dar. Ein Blick auf das Diagramm lehrt, daß sich hier die Kristallart *A* zuerst ausgeschieden hat. Wir erkennen demgemäß die hell gebliebenen scharfkantig begrenzten Kristalle von *A*, welche wie Inseln in dem zuletzt zur Erstarrung gelangenden lamellaren Eutektikum eingebettet liegen. Die primär ausgeschiedenen Kristalle zeigen an einzelnen Stellen Einschlüsse des Eutektikums.

Fig. 9c stellt einen Schliff mit 40 Proz. *B* dar und zeigt gleichfalls primär ausgeschiedene *A*-Kristalle, umgeben von Eutektikum. Doch während im vorhergehenden Falle die zuerst ausgeschiedenen *A*-Kristalle, wie sich aus dem Diagramm mit Hilfe der Hebelbeziehung ergibt, $^2/_3$, das Eutektikum $^1/_3$ der Gesamtmenge ausmachen, hat sich hier das Verhältnis umgekehrt. Demgemäß ist in Fig. 9c eine entsprechende Verminderung der *A*-Kristalle und Vermehrung des Eutektikums gegenüber 9b zu erkennen.

Fig. 9e stellt einen Schliff mit 80 Proz. *B* dar. Hier hat sich, wie das Diagramm zeigt, zuerst *B* ausgeschieden, dementsprechend findet man hier die primär ausgeschiedenen, stark angegriffenen, abgerundeten Kristalle von *B* inselartig in einem Eutektikum verteilt, das sich in seinem Gefüge nicht von dem bei den andern Konzentrationen zur Ausscheidung gelangenden Eutektikum unterscheidet.

Wenn sich also das Gefüge der Schliffe mit den Aussagen des Diagramms in Übereinstimmung befindet, müssen die Schliffe folgendes Bild bieten:

1. Die relative Menge des Eutektikums muß von dem Gehalte 0 Proz. *B*, wo sie gleich 0 ist, bis *C* Proz. *B*, wo sie gleich 1 ist, wo also die ganze Legierung eutektisch kristallisiert, beständig zunehmen, von da bis 100 Proz. *B*, wo

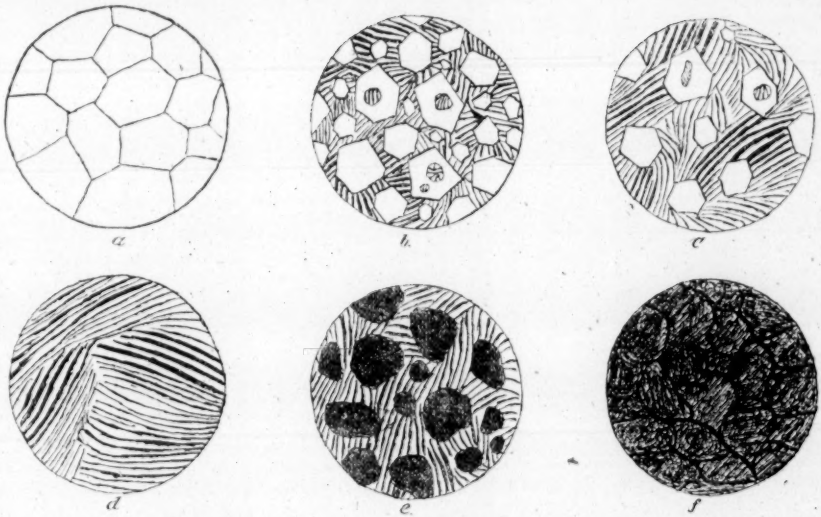


Fig. 9.

sie ebenfalls wieder o ist, beständig abnehmen. Das Gefüge des Eutektikums muß in allen Fällen dasselbe sein.

2. Die bei den Konzentrationen zwischen o und C primär ausgeschiedenen Kristalle müssen unter sich gleich, aber verschieden von den ebenfalls unter sich gleichen Kristallen sein, die sich zwischen C und 100 primär ausgeschieden haben.

3. Ein anderer Gefügebestandteil, als die drei besprochenen, nämlich die Kristallarten A und B und das Eutektikum, darf in den Schliffen nicht auftreten.

In einer Hinsicht führt die Untersuchung der Schliffe weiter, als die thermische Untersuchung, wenn es sich nämlich darum handelt, zu erfahren, innerhalb welcher Grenzen unsere Voraussetzung der Nichtmischbarkeit im kristallisierten Zustande erfüllt ist. Die thermische Untersuchung ist dazu nicht imstande, da die durch die Erstarrung geringer Mengen von Eutektikum bewirkte Periode der Temperaturkonstanz sich wegen ihrer Kürze der Beobachtung entzieht. Mit Hilfe des Mikroskops dagegen sind schon geringe Mengen des Eutektikums mit großer Schärfe zu erkennen. Ist wirklich keine Mischbarkeit im kristallisierten Zustande vorhanden, so muß man daher schon bei sehr geringen, unterhalb 1 Proz. betragenden Zusätzen von B zu A und A zu B das Auftreten des Eutektikums durch das Mikroskop nachweisen können.

(Fortsetzung folgt.)

BESPRECHUNGEN.

Berend Kröger, Grimsehls physikalische Schülerübungen. Auswahl für die Unterstufe. 8. VIII u. 144 S. mit 75 Abb. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1919. M. 3.60, ohne T.-Z.

Zu Lebzeiten Grimsehls besuchten zahlreiche Lehrer der Physik aus aller Welt die Oberrealschule auf der Uhlenhorst in Hamburg, um dort seine Einrichtungen für den physikalischen Unterricht und besonders für Schülerübungen zu studieren. Sie waren vorbildlich und haben tiefgehenden Einfluß auf die Entwicklung des physikalischen Unterrichts gehabt. Die von Grimsehl kurz vor dem Kriege geplante Herausgabe seiner physikalischen Schülerübungen wurde durch den Krieg verhindert. Um so freudiger ist es zu begrüßen, daß jetzt die für die Unterstufe bestimmten Übungen von einem Schüler und Mitarbeiter Grimsehls veröffentlicht sind. Sie umfassen alle in der Unterstufe zu behandelnden Teile der Physik, mit Ausnahme der Akustik, und zeigen, wie ausgezeichnet es Grimsehl verstand, seine Schüler in phy-

sikalisches Denken und Sehen einzuführen. Nicht alle Übungen sind neu, aber auch den längst bekannten hat Grimsehl den Stempel seines Geistes aufgeprägt. Da das Buch für die Hand des Schülers bestimmt ist, ist die Darstellung ziemlich ausführlich. Jede Übung beginnt mit einer Erklärung des zu lösenden Problems, ihr folgt die Angabe der Apparate, dann die Beschreibung der Ausführung mit einem Musterbeispiel; endlich folgen Bemerkungen, in denen eine kritische Wertung der Ergebnisse versucht wird. Diese und die am Schlusse des Buches gegebenen „Grundregeln zur Beherzigung für junge Übungsteilnehmer" wird jeder Physiklehrer mit Genuß lesen. Das Buch ist ein sehr wertvoller Beitrag zur Methodik des physikalischen Unterrichts und erweckt den lebhaften Wunsch, daß ihm bald die Sammlung von Grimsehls Schülerübungen für die Oberstufe folgen möchte.

Götting.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Halle Dr. Andor Fodor für physiologische Chemie, Dr. Stefan Goldschmidt als Privatdozent für Chemie an der Universität Würzburg, an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hans Schmidt für organische Chemie, an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. August Eberhard für pharmazeutische Chemie, an der Universität Hamburg Dr. Fritz Goos für Physik, an der Universität Hamburg Dr. Ernst Tams für Geophysik und Seismologie.

Ernannt: Der Assistent der tschechischen technischen Hochschule Prag Dr. Josef Knop zum ord. Professor der allgemeinen, organischen und anorganischen Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Brünn, J. S. W. Boyle zum Dozenten und Assistenten für Chemie an der Universität Dundee, E. de Barry Barnett zum Dozenten für organische Chemie am Technical Institute zu Aldgate, der ord. Professor der Physik an der Universität Würzburg Geh. Hofrat Dr. Wilhelm Wien in gleicher Eigenschaft an die Universität München, der ord. Professor der Harvard Universität Dr. Theodore W. Richards zum Präsidenten der amerikanischen Akademie für Kunst und Wissenschaften, der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Issai Schur zum ord. Professor der Mathematik an derselben Hochschule, der Privatdozent an der Universität Gießen Dr. Felix Jentzsch zum a. o. Professor der Physik ebendaselbst, der a. o. Professor und Abteilungsvorsteher am Institut für Meßkunde an der Universität Berlin Dr. Alfred Merz zum ord. Honorarprofessor, der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Kiel Dr. Otto Toeplitz zum ord. Professor.

Berufen: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Zürich Dr. L. Ruzicka zum ord. Professor für Chemie an der Universität Agram, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Berlin Dr. Konstantiev Carathéodory in gleicher Eigenschaft an die Nationaluniversität Athen, der a. o. Professor zu Tübingen Dr. Hans Happel zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Breslau, der Professor Dr. Norbert Krebs zu Frankfurt a. M. zum ord. Professor der Geographie an die Universität Freiburg, der ord. Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden Dr. Richard Edler v. Mises in gleicher Eigenschaft für Mathematik an die Universität Berlin. — Der ord. Professor der Physik an der Universität Jena Geh. Hofrat Dr. Max Wien hat einen Ruf in gleicher Eigenschaft an die Universität Göttingen abgelehnt.

Neuer Lehrauftrag: Dem Privatdozent für theoretische Physik an der Universität Breslau Professor Dr. Rudolf Ladenburg für Elektronik, dem Dozenten der Physik an der Universität Upsala Dr. Arvid Odemrants für wissenschaftliche Photographie an der Stockholmer Hochschule.

Verliehen: Dem Assistenten für angewandte Chemie an der Universität Würzburg Dr. Heinrich Bauch der Titel Professor, dem Konservator an der Landeswetterwarte zu München Dr. Eugen Alt der Titel Professor, dem Direktor des Physikalischen Instituts und ord. Professor der Physik an der Universität Jena Geh. Hofrat Dr. Max Wien ehrenhalber der Titel Dr.-Ingenieur der Technischen Hochschule in Danzig, dem Privatdozent für theoretische Physik an der Universität Frankfurt/M. Dr. Otto Stern der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität München Wirkl. Geheimer Rat Dr. Konrad v. Röntgen.

Gestorben: Der frühere a. o. Professor für Chemie der Explosivstoffe an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Will, der frühere ord. Honorarprofessor für Mathematik an der Technischen Hochschule Dresden Studienrat Dr. Richard Heger, der ord. Professor der Geodäsie an der deutschen Technischen Hochschule Prag Josef Adamczyk, der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Göttingen Geh. Regierungsrat Dr. Woldemar Voigt, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Heidelberg Dr. Paul Stäckel.

Angebote.

Einen

promovierten Physiker

mit guten optischen Kenntnissen sucht unter günstigen Bedingungen das **Meteorologisch-Geophysikalische Institut der Universität Frankfurt a. M.**

Gesucht ein

promovierter Physiker

für das Laboratorium einer größeren Glühlampenfabrik im Auslande. Angebot mit Lebenslauf, Bild, Referenzen usw. unter **H. G. 24.8** an **Rudolf Mosse, Hamburg.**

Gesucht **promovierter Physiker** als

Vorlesungsassistent,

möglichst zum 1. Februar. Angebote mit Lebenslauf an das **Physikalische Institut der Universität Frankfurt a. M.**

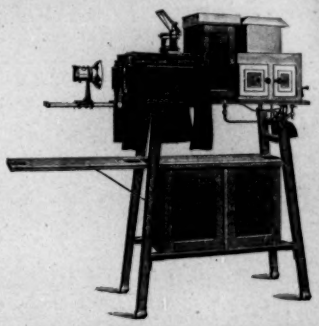
Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.

Physikalische Apparate
Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Große Preise; Turin 1911: 2 Große Preise; Dresden 1911: Großer Preis.



Kleines Megadiaskop. Projektions-Apparat für alle im Unterricht gebräuchlichen Projektionsarten, z. B. für durchfallendes Licht, für auffallendes Licht, für Mikroprojektion, Spektral-, Polarisations-Interferenzerscheinungen usw.

PHYWE

Physikalische Werkstätten, G.m.b.H.

Göttingen 1 bauen als Sondererzeugnis

Sämtliche Apparate zur Einführung in das Gebiet der elektrischen Schwingungen sowie Demonstrations- und Spiegelgalvanometer

in einfachen, besonders preiswürdigen Ausführungsformen.

Man verlange Preisblätter.

Gesucht

gegen Kasse
sämtliche
Jahrgänge
dieses Blattes

Zuschriften unter Chiffre S.H.556 an die Geschäftsstelle dieses Blattes erbeten.

Въ современныхъ, новыхъ государства потребуются въ такихъ современныхъ, но общеизвѣстныхъ приборахъ какъ

Барреттеръ измерительный приборъ Гати для высокихъ напряженіе и для телефона.

Цѣна Руб. 250 —

Béla Gáti,
Budapest IX, Gyáli-ut. 22.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen; B. = Besprechungen.)

Seite

Argonspektrum: Serien mehrfacher Linien im —, v. K. A. Nissen 25
Ausschläge: Spiegelablesung für große —, v. W. S. Gripenberg 50
Chemie: Allgemeine und physikalische —, v. H. Kauffmann. (B.) 55
Chemische Konstante, Trägheitsmoment des Moleküls und Quantentheorie der Gase, v. L. Schames . . 39
Chemische Konstanten: Ableitung der — mehratomiger Gase aus dem Planckschen Wahrscheinlichkeitsbegriff, v. L. Schames 38
Chwolson, O. D., Lehrbuch der Physik. (B.) . . . 56
Doppelschichten: Über — und Oberflächenspannung an polarisierten Elektroden, v. K. F. Herzfeld . . . 28
Elektroden: Über Doppelschichten und Oberflächenspannung an polarisierten —, v. K. F. Herzfeld . . 28
Erdöl, Das. V. (B.) 56
Gase: Ableitung der chemischen Konstanten mehratomiger — aus dem Planckschen Wahrscheinlichkeitsbegriff, v. L. Schames 38
— Chemische Konstante, Trägheitsmoment des Moleküls und Quantentheorie der —, v. L. Schames . 39
Gripenberg. W. S., Spiegelablesung für große Ausschläge 50
Halbschatten-Polarimeter: Zur Theorie der —, v. H. Schulz 33
Herzfeld, K. F., Über Doppelschichten und Oberflächenspannung an polarisierten Elektroden . . . 28

Seite

Kauffmann, H., Allgemeine und physikalische Chemie. II. (B.) 55
Kristalle: Über unipolare Leitung an —, v. F. Streintz u. A. Wesely 42
Metallographie, v. R. Ruer. (Z. B.) (Fortsetzung.) . 51
Molekül: Chemische Konstante, Trägheitsmoment des — und Quantentheorie der Gase, v. L. Schames . . 39
Nissen, K. A., Serien mehrfacher Linien im Argonspektrum 25
Oberflächenspannung: Über Doppelschichten und — an polarisierten Elektroden, v. K. F. Herzfeld . . . 28
Physik: Lehrbuch der —, v. O. D. Chwolson. (B.) . 56
— Vorschule der —, v. P. Spies. (B.) 56
Planckscher Wahrscheinlichkeitsbegriff: Ableitung der chemischen Konstanten mehratomiger Gase aus dem —, v. L. Schames 38
Ruer, R., Metallographie. (Z. B.) (Fortsetzung.) . . 51
Schames, L., Ableitung der chemischen Konstanten mehratomiger Gase aus dem Planckschen Wahrscheinlichkeitsbegriff 38
Schames, L., Chemische Konstante, Trägheitsmoment des Moleküls und Quantentheorie der Gase 39
Schulz, H., Zur Theorie der Halbschatten-Polarimeter 33
Spiegelablesung für große Ausschläge, v. W. S. Gripenberg 50
Spies, P., Vorschule der Physik. (B.) 56
Streintz, F. u. A. Wesely, Über unipolare Leitung an Kristallen 42
Wesely, A., u. F. Streintz, Über unipolare Leitung an Kristallen 42

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Lehrbuch der Mikrophotographie von Dr. med. **Richard Neuhauss.** = Dritte umgearbeitete Auflage. =
Mit 63 Abbildungen in Holzschnitt, einer Autotypietafel, einer Tafel in Lichtdruck und einer Heliogravüre. Preis geh. 14.40 M., geb. 17.60 M. ausschl. Teuerungszuschlag.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1919 sind vorrätig und können zum Preise von M. 8.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch
Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.